

Ein transienter Röntgenlaser

zur

Laserspektroskopie an Lithium-ähnlichen Ionen

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von
Dipl.–Phys. Paul Neumayer
aus Velbert

Referent: Prof. Dr. W. Seelig
Korreferent: Prof. Dr. D. H. H. Hoffmann

Tag der Einreichung: 21.10.2003
Tag der Prüfung: 26.11.2003

Darmstadt 2003
D 17

Zusammenfassung

Laserspektroskopie ist eine wichtige Quelle für Daten zu Grundzustandseigenschaften der Atomkerne. Die Kombination der Beschleunigeranlage der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) mit einem „Röntgenlaser“ zu einem Röntgenspektrometer bietet die Möglichkeit, diese Messungen auf einfache atomare Systeme, bei denen die Elektronenverteilung mit hoher Genauigkeit berechnet werden kann, auszudehnen. Aufbauend auf diesem Experimentvorschlag [1] wurde in der vorliegenden Arbeit das Potenzial Röntgenlaser-induzierter Fluoreszenzspektroskopie an Lithium-ähnlichen Ionen untersucht (Kapitel 1). Gleichzeitig wurde an der GSI ein neuer transient gepumpter Röntgenlaser aufgebaut (Kapitel 3, [2]). In einer ersten Strahlzeit mit Zirkon als Targetmaterial wurde stabile, reproduzierbare Lasertätigkeit bei einer Wellenlänge von 22,02 nm mit nur 2,4 J Pumplaserenergie erreicht (Kapitel 4, [3]). Die am Experimentierplatz erreichten Ionenstrahlparameter stellen strenge Anforderungen an die Strahlqualität des Lasers. In einem Experiment in internationaler Kollaboration an einem Röntgenlaser an der Ecole Polytechnique (Palaiseau, Frankreich) wurden Quellgröße und Divergenz in Abhängigkeit verschiedener Parameter untersucht (Kapitel 5, [4, 5]). Mit diesen Ergebnissen kann die Kollimierbarkeit des Röntgenlasers berechnet und damit seine Eignung für das Röntgenspektrometer an der GSI gezeigt werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Spektroskopie an Lithium-ähnlichen Ionen	1
1.1	Motivation	1
1.1.1	Isotopieverschiebung und der elektronische Faktor	1
1.1.2	Lithium-ähnliche Systeme	4
1.1.3	Bisherige Experimente	5
1.1.4	Röntgenlaserentwicklung	6
1.2	Röntgenlaserfluoreszenzspektroskopie an der GSI	9
1.2.1	Die Beschleunigeranlage der GSI	9
1.2.2	Skizze eines Experiments: Laser-Fluoreszenzspektroskopie am ESR . .	11
1.2.3	Abschätzung der Anregungswahrscheinlichkeit	13
1.2.4	Fluoreszenzdetektion	17
1.2.5	Anforderungen an die Strahlqualität des Röntgenlasers	18
2	Röntgenlaser-Grundlagen	19
2.1	Laserproduziertes Plasma als Verstärkungsmedium	19
2.2	Lichtverstärkung	20
2.3	ASE in Verstärkungsmedien mit hohem Aspektverhältnis	23
2.3.1	Bestimmung des Verstärkungskoeffizienten	23
2.3.2	Verstärkungssättigung	24
2.4	Limitierungen durch Brechung an Dichtegradienten	24
2.5	Erzeugung der Besetzungsinversion	26
2.5.1	Quasistationäre Elektronenstoßanregung	26
2.5.2	Transiente Elektronenstoßanregung	28
2.6	Andere XUV-Quellen	30
2.6.1	Freie-Elektronen-Laser	30
2.6.2	Inkohärente Plasmaemission	31

2.6.3	Generation hoher Harmonischer	32
3	Design und Aufbau eines Röntgenlasers an der GSI	34
3.1	Das Lasersystem PHELIX	34
3.1.1	Die Frontends	35
3.1.2	Der Vorverstärker	36
3.1.3	Der Hauptverstärker	38
3.2	Design und Bau des Pulscompressors	39
3.2.1	Chirped Pulse Amplification	39
3.2.2	Stretcher	42
3.2.3	Materialdispersion	44
3.2.4	Berechnung der Kompressorgeometrie	44
3.2.5	Aufbau des Kompressors	47
3.2.6	Justage und Pulsdauer-messungen	50
3.3	Generierung und Messung der Pulsfrontverkip-pung	52
3.3.1	Pulsfrontverkip-pung als Winkelchirp	52
3.3.2	Pulsfrontverkip-pung durch Dejustage des Kompressors	53
3.3.3	Messung der Pulsfrontverkip-pung	55
3.4	Entwicklung eines Fokussiersystems	60
3.4.1	„Traditionelle“ Off-Axis-Systeme zur Linienfokussierung	60
3.4.2	Neue Fokussieranordnung mit fast-optimaler intrinsischer TW	62
3.4.3	Bestrahlungscharakteristik der neuen Linienfokusgeometrie	63
3.4.4	Experimentelle Charakterisierung der neuen Linienfokusgeometrie	65
4	Transienter XRL in Nickel-ähnlichem Zirkon	68
4.1	Diagnostik	68
4.1.1	Crossed-Slit Kamera	68
4.1.2	XUV-Spektrograph	70
4.2	Experimentaufbau	71
4.3	Erste Ergebnisse	73
4.4	Ausblick: Energie- und Strahlprofilmessung	75
5	Experiment zur Strahlqualität eines transienten XRL	78
5.1	Der Experimentaufbau am LULI	78
5.1.1	Das Lasersystem am LULI	79

5.1.2	Experimentaufbau	79
5.1.3	Diagnostik	80
5.2	Messungen	81
5.2.1	XRL-Spektrum	81
5.2.2	Pulsenergie und Intensität des XRL	82
5.2.3	Fernfeld- /Divergenzmessung	84
5.2.4	Nahfeldmessung	84
5.2.5	Crossed-Slit Kamera Bilder	89
5.3	Auswertung: Fokussierbarkeit des XRL	90
6	Zusammenfassung und Ausblick	93
	Literaturverzeichnis	95

Kapitel 1

Spektroskopie an Lithium-ähnlichen Ionen

Die Spektroskopie elektronischer Übergänge ist die wichtigste Informationsquelle für die Bestimmung von Spin und Momenten der Ladungs- und Magnetisierungsverteilung von Atomkernen im Grundzustand und langlebigen Isomeren. Die Fülle der experimentellen Daten ist insbesondere seit Einführung der Laserspektroskopie vor nahezu 30 Jahren [6, 7] stark angewachsen. Durch die einzigartigen Eigenschaften von Laserlichtquellen (Bandbreite, Frequenzstabilität, spektrale Energiedichte, etc.) zusammen mit ausgefeilten Anregungsschemata und effizienten Nachweismethoden waren allein bis 1989 über 500 Isotope spektroskopisch untersucht worden [8]. Mit der Entwicklung immer neuer Lasersysteme wie auch Isotopenquellen wird diese Datenbasis beständig erweitert ([9], siehe Abb. 1.1) und spielt eine wesentliche Rolle bei der Entwicklung unseres Verständnisses des Atomkerns. Insbesondere durch die Ausdehnung der Messungen auf Isotope in Bereichen weit ab der Stabilität konnten bestehende Theorien und kernphysikalische Modelle überprüft und erweitert werden.

1.1 Motivation

1.1.1 Isotopieverschiebung und der elektronische Faktor

Die Isotopieverschiebung (isotope shift, IS) ist definiert als die Differenz der Übergangsfrequenzen eines atomaren Überganges zwischen verschiedenen Isotopen eines Elementes

$$IS^{AA'} = \nu^A - \nu^{A'} \quad (1.1)$$

und setzt sich zusammen aus zwei Effekten: der Massenverschiebung (mass shift) und der Feldverschiebung (field shift).

Massenverschiebung Diese resultiert aus der Änderung der (endlichen) Masse und damit der Mitbewegung des Atomkernes. In ein-Elektronen-Spektren kann der Effekt, die „normale Massenverschiebung“, durch Einführung einer reduzierten Elektronenmasse berechnet werden. Bei Mehrelektronensystemen führt die Korrelation der Elektronen zu einem kollektiven

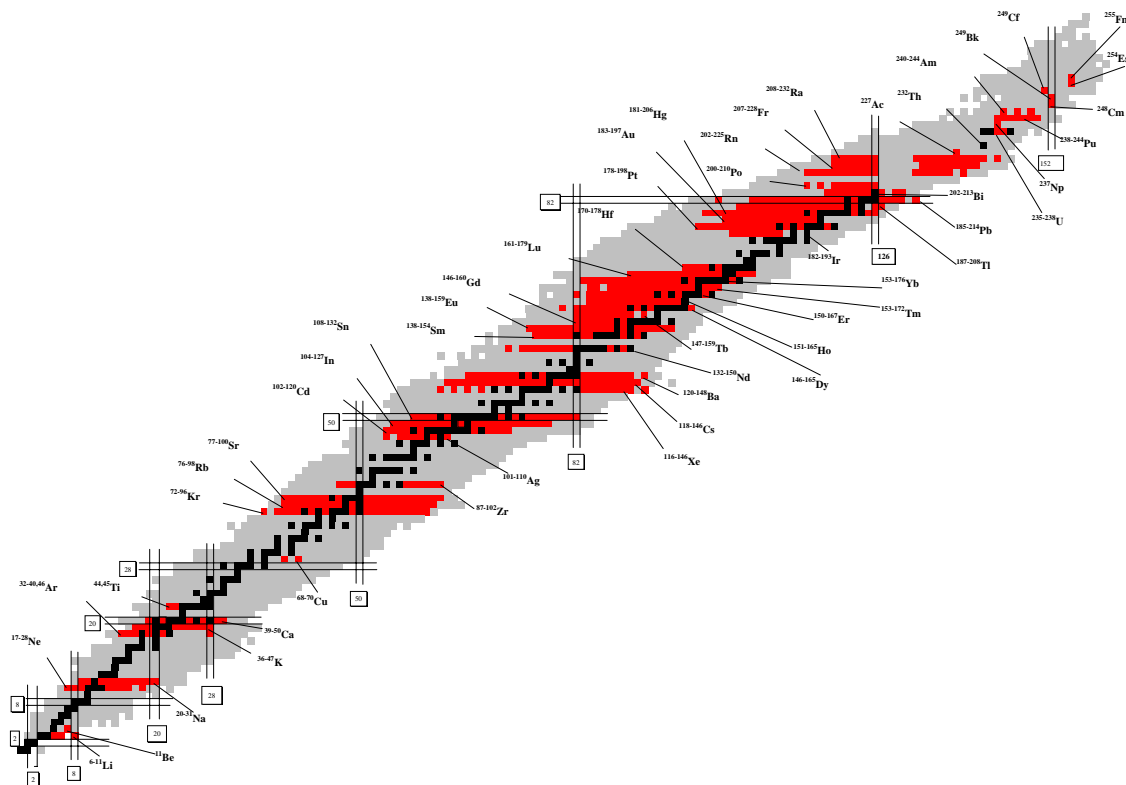


Abbildung 1.1: Die Nuklidkarte, mit stabilen (schwarz) und radioaktiven (grau) Isotopen. Die Isotope, an welchen optische Spektroskopie durchgeführt wurde, sind rot eingefärbt. Insbesondere für $Z \geq 47$ sind große zusammenhängende Gebiete zu erkennen.

Einfluss auf die Kernbewegung und damit zusätzlich zu der sog. „spezifischen Massenverschiebung“. Diese kann ein Vielfaches der normalen Massenverschiebung betragen und ist auf Grund der Komplexität der Elektronenkorrelation für Vielelektronensysteme nur mit begrenzter Genauigkeit zu berechnen.

Beide Effekte skalieren mit der relativen Änderung der Massenzahl $\frac{A-A'}{AA'}$ und spielen daher für $A > 150$ eine eher untergeordnete Rolle.

Feldverschiebung Die ausgedehnte Ladungsverteilung $\rho(r)$ eines Atomkernes wechselwirkt mit dem Potential $V(r)$, welches die Elektronenverteilung am Kernort hervorruft. Die Wechselwirkungsenergie ist

$$E_c = \int_0^{R_1} \rho(r) V(r) dr \quad (1.2)$$

wobei R_1 der Radius ist, bei welchem $\rho(r)$ auf 0 abfällt. In nicht-relativistischer Behandlung lässt sich leicht zeigen, dass sich die elektrostatische Wechselwirkung zerlegen lässt in die Wechselwirkung des Elektrons mit einem punktförmigen Kern der Ladung Z sowie einer Korrektur durch die Ausdehnung des Kernes, beschrieben durch das zweite Moment der ra-

dialen Ladungsverteilung $\langle r^2 \rangle_{\text{Kern}}$, dem „mittleren quadratischen Ladungsradius“ des Kerns:

$$E_c = -Ze^2 \langle 1/r \rangle + \frac{2\pi}{3} Ze^2 |\psi(0)|^2 \langle r^2 \rangle_{\text{Kern}}. \quad (1.3)$$

Dabei ist $|\psi(0)|^2$ die durch das Elektron verursachte Ladungsverteilung am Ursprung, die in guter Näherung als über den Kernradius konstant angenommen werden kann. Da für die Herleitung von Gl. 1.3 keine Annahme über die Form des Kernes gemacht werden muss, gilt diese unabhängig von dem zugrundeliegenden Kernmodell.

Die Größenordnung der Energieverschiebung liegt bei etwa 10^{-6} . Selbst wenn die atomare Übergangsenergie sehr genau gemessen werden kann, ist die direkte Bestimmung von $\langle r^2 \rangle_{\text{Kern}}$ aus 1.3 nicht möglich. Dies liegt in der Schwierigkeit begründet, die Bindungsenergie der Vielelektronen-Atome ebenfalls mit der erforderlichen Präzision zu berechnen. Daher kann in der Regel nur die Änderung $\delta \langle r^2 \rangle$ in einer Isotopenreihe gemessen werden, da dabei der erste Term in Gl. 1.3 sowie andere Beiträge zur Bindungsenergie sich in der Differenz aufheben. Die (nicht-relativistische) Feldverschiebung ergibt sich mit Gl. 1.3 zu

$$\delta \nu_{F_{\text{n. rel.}}}^{AA'} = -\frac{2\pi}{3} Ze^2 \Delta |\psi(0)|^2 \delta \langle r^2 \rangle^{AA'} \quad (1.4)$$

worin $\Delta |\psi(0)|^2$ die Änderung der Elektron-Ladungsdichte am Ort des Kerns zwischen dem oberen und unteren Zustand des betrachteten Überganges ist. Im Falle schwererer Elemente müssen relativistische Effekte mit einbezogen werden. Zur Ermittlung der Elektron-Ladungsverteilung am Kern wird die Dirac-Gleichung in einem angenommenen Kernpotential gelöst (wie in [10] gezeigt wird, sind die Lösungen der Dirac-Gleichungen in einem ausgedehnten Kernpotential nur gering von den Details der Ladungsverteilung abhängig). Mit den so erhaltenen Elektronwellenfunktionen wird die Ladungsverteilung der Elektronen am Kernort berechnet und dementsprechend können die Energieniveaus der elektronischen Zustände korrigiert werden. Analog zu Gl. 1.4 lässt sich die Feldverschiebung schreiben als das Produkt der Änderung des Ladungsradius und eines rein elektronischen Faktors $F(Z)$:

$$\delta \nu_F^{AA'} = F(Z) \delta \langle r^2 \rangle^{AA'}. \quad (1.5)$$

Zur Berechnung des elektronischen Faktors wurde früher meist die semi-empirische Goudsmit-Fermi-Segré-Formel verwendet [11, 12]. Seit einigen Jahren werden auch relativistische Hartree-Fock-Rechnungen durchgeführt. Allerdings weichen die Resultate beider Methoden systematisch um bis zu 30 % voneinander ab. Auch verschiedene experimentelle Methoden zur Bestimmung von $F(Z)$ wie etwa die Isotopieverschiebung von Röntgenübergängen, Elektronenstreuung oder Spektroskopie myonischer Atome erreichen nur in Einzelfällen eine höhere Genauigkeit, da sie im Allgemeinen nur auf stabile Isotope angewendet werden können.

Durch die Ungewissheit in $F(Z)$ können aus der Messung der Isotopieverschiebung nur relative Werte für die Änderung des Ladungsradius $\delta \langle r^2 \rangle$ mit hoher Genauigkeit bestimmt werden, nicht aber die absolute Steigung. Selbst wenn bei einem Isotop in der Isotopenreihe der absolute Ladungsradius sehr genau bekannt ist, können die Absolutradien der anderen Isotope nur mit der Genauigkeit bestimmt werden, mit der der elektronische Faktor bekannt ist. Auch ist es nicht möglich, die Änderung des Ladungsradius entlang isotonischer Sequenzen zu verfolgen, um so beispielsweise den Abschluss von Protonenschalen zu beobachten.

Die präzise Kalibration des elektronischen Faktors würde daher die vorhandenen Daten der Isotopieverschiebung in großem Maße aufwerten. Besonders interessant ist dabei der Bereich bei Isotopen mit $50 \leq Z \leq 92$, da hier weite zusammenhängende Gebiete bereits laserspektroskopisch untersucht wurden (Abb. 1.1).

1.1.2 Lithium-ähnliche Systeme

Im Gegensatz zu den Spektren komplexer Atome ist die Berechnung Wasserstoff-ähnlicher Systeme mit größter Genauigkeit möglich [13]. Allerdings steigen die Übergangsenergien bei Wasserstoff-ähnlichen Ionen mit der Kernladungszahl sehr schnell in den harten Röntgenbereich. In diesem Wellenlängenbereich sind keine Laser oder vergleichbare intensive schmalbandige Quellen verfügbar. Um zu niedrigeren Anregungsenergien zu gelangen, bieten sich Übergänge innerhalb der ($n=2$)-Schale an. In Wasserstoff- und Helium-ähnlichen Ionen sind diese jedoch auf Grund der offenen K-Schale schwierig zu beobachten. Im Gegensatz dazu ist bei Lithium-ähnlichen Ionen die K-Schale gefüllt. In Abb. 1.2 ist das Termschema eines Lithium-ähnlichen Ions für den $2s_{1/2}$ -Grundzustand und die beiden niedrigsten angeregten Zustände $2p_{1/2}$ und $2p_{3/2}$ dargestellt. Letztere können durch einen erlaubten Dipolübergang in den Grundzustand übergehen. Die entsprechenden Übergangswellenlängen des $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ -Überganges sind in Abb. 1.3 gegen die Kernladungszahl aufgetragen. Für $Z > 50$ liegen sie bei 100-300 Elektronvolt bzw. zwischen 12 und 4 nm Wellenlänge. Dieser Spektralbereich ist mit heutigen Röntgenlasern bereits erreichbar.

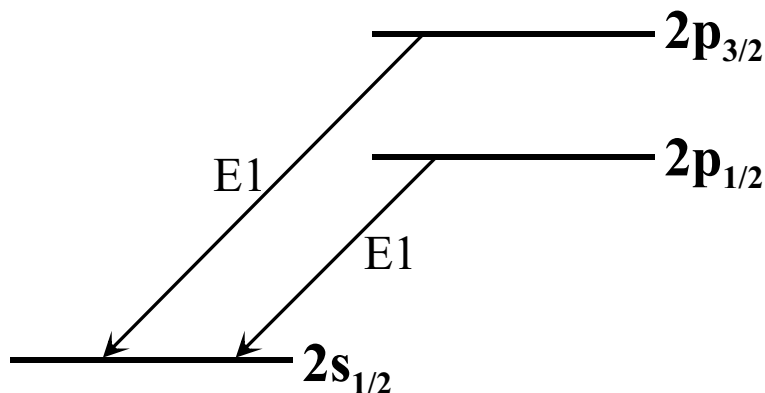


Abbildung 1.2: Termschema Lithium-ähnlicher Ionen, mit den beiden niedrigsten angeregten Zuständen.

Theorie lithiumähnlicher Systeme Bei der theoretischen Beschreibung der Lithium-ähnlichen Ionen müssen Elektronen-Korrelationseffekte und die Abschirmung der Kernladung durch die geschlossene K-Schale berücksichtigt werden. Dabei hat die Theorie in den letzten Jahren beachtliche Fortschritte erzielt. Zur Lösung des Vielteilchenproblems können verschiedene Verfahren angewendet werden, wie etwa die relativistische Vielteilchen-Störungstheorie ([15, 16]) oder die Konfigurations-Wechselwirkungsmethode ([14, 17]). Beiträge der Quantenelektrodynamik (QED) wurden bis vor wenigen Jahren nachträglich als Korrekturen hinzugefügt. Bei Kernen mit höheren Kernladungszahlen Z spielen QED-Beiträge allerdings in zunehmendem Maße eine Rolle, da sie wie Z^4 skalieren und z.B. für Li-ähnliches Uran etwa 15% der Übergangsenergie betragen. Angeregt von genauen Messungen werden inzwischen verstärkt auch Korrelationseffekte rein quantenelektrodynamisch behandelt. Mit der Berechnung der 2-Photon-Austausch-Diagramme in U^{89+} durch Yerokhin et al. [18] ist die Genauigkeit der Theorie inzwischen bei etwa $7 \cdot 10^{-4}$ angelangt. Dabei kommt die größte Unsicherheit von den noch nicht berechneten Ein-Elektron-Diagrammen 2. Ordnung. Abb. 1.4 zeigt die derzeit berichteten Genauigkeiten der Berechnung des $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ -Übergan-

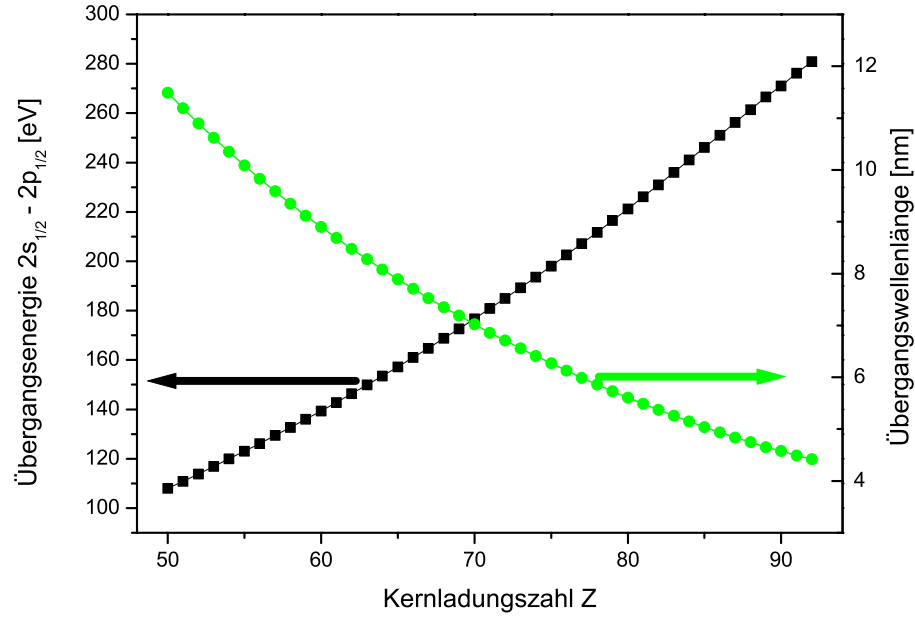


Abbildung 1.3: $2s - 2p_{1/2}$ -Übergangsenergien und -wellenlängen entlang der Lithium-isoelektronischen Reihe (nach [14]).

ges in Li-ähnlichen Ionen nach [19] und [18]. Es kann also heute davon ausgegangen werden, dass auf Grund der Fortschritte bei der theoretischen Behandlung von Lithium-ähnlichen Systemen Messungen mit einer Genauigkeit in der Größenordnung von 10^{-4} zum einen die Möglichkeit bieten, die für die Auswertung von Messungen der Isotopieverschiebung wichtigen elektronischen Faktoren zu kalibrieren. Ist der Kernladungsradius eines untersuchten Isotops hinreichend bekannt (z.B. durch Elektronenstreuung) können umgekehrt die QED-Rechnungen getestet werden.

1.1.3 Bisherige Experimente

Ebenfalls in Abb. 1.4 gezeigt sind die erreichten experimentellen Unsicherheiten der bisher durchgeführten Messungen der $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ -Übergangsenergien für Lithium-ähnliche Ionen. Neben einigen Messungen an Sonnenprotuberanzen stammen die Messungen für niedrige und mittlere $Z \leq 54$ zum einen aus Tokamak-Daten, zum anderen aus Beam-Foil-Experimenten. Die derzeit präzisesten Beam-Foil-Messungen bei mittleren Z wurden am Linear-Beschleuniger UNILAC der GSI durchgeführt [20, 21]. Bei der Beam-Foil-Spektroskopie durchquert ein Ionenstrahl eine dünne Folie. Durch Stöße mit den Atomen der Targetfolie werden die Strahlionen zu verschiedenen Ladungszuständen ionisiert und angeregt. Die Fluoreszenzstrahlung wird direkt hinter der Folie von einem VUV-Spektrometer analysiert. Die erreichten Genauigkeiten liegen bei etwa $7 \cdot 10^{-5}$. Um diese Messungen auch bei höheren $Z > 54$ durchführen zu können, reichen die am UNILAC erreichbaren Strahlenergien von etwa 13 MeV/u nicht aus.

Messungen des Überganges für Ionen mit hoher Kernladungszahl wurden von Schweppe *et al.* an Uran mit Hilfe der Doppler-tuned-Absorptionskanten-Spektroskopie durchgeführt [22]. Die Ionen werden wieder durch eine Folie oder ein Gastarget angeregt. Das von den an-

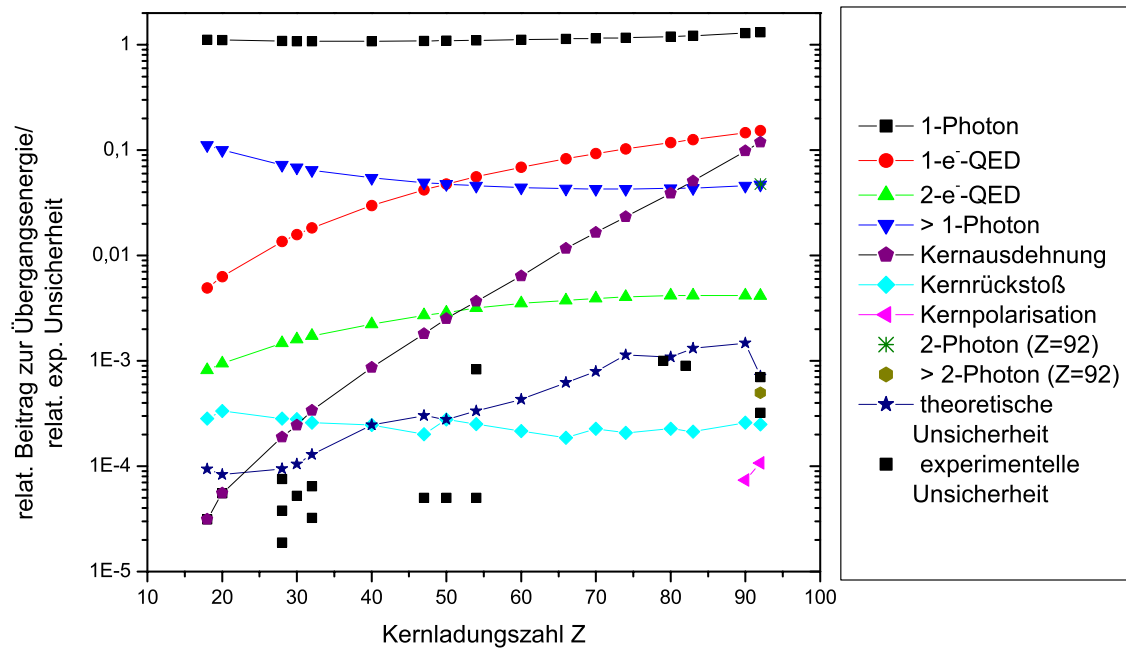


Abbildung 1.4: Relative Beiträge zur $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ -Übergangsenergie nach Yerokhin *et al.* [19] und relative Unsicherheit der Rechnungen, als Funktion der Kernladungszahl. Für $Z = 92$ wurden auch die 2-Photonen-Austauschterme berechnet [18].

geregten Ionen emittierte Licht durchquert einen Absorber mit einer Absorptionskante in der Nähe der erwarteten Übergangsenergie und wird unter verschiedenen Richtungen relativ zur Strahlrichtung registriert. Auf Grund der Winkelabhängigkeit der Doppler-verschobenen Wellenlänge wird bei einem der Übergangswellenlänge entsprechenden Winkel eine Änderung der emittierten Intensität registriert. Die erreichte experimentelle Unsicherheit lag bei $3,5 \cdot 10^{-4}$, inzwischen also nur noch einen Faktor zwei genauer als die Vorhersagen der Theorie. Absorptionskanten-Spektroskopie am Schwerionensynchrotron SIS der GSI wird derzeit diskutiert. Die erforderlichen Strahlströme liegen mit 10^9 Teilchen/s allerdings sehr hoch, so dass Messungen an radioaktiven Isotopen nicht möglich wären.

In einer indirekten Methode kann die $2s - 2p_{1/2}$ - Übergangsenergie durch Extrapolation von Spektren der dielektrischen Rekombination zur Kontinuumsgrenze ermittelt werden. Mit dieser Methode wurden vor kurzem die Übergangsenergien von Lithium-ähnlichem Au^{76+} , Pb^{79+} und U^{89+} mit einer Genauigkeit von knapp unter 10^{-3} bestimmt [23].

1.1.4 Röntgenlaserentwicklung

Obwohl die ersten Röntgenlaser (sog. X-ray laser, XRL) bereits vor fast zwei Jahrzehnten realisiert wurden ([24, 25]), haben sie erst in den letzten Jahren eine gewisse Verbreitung und Anwendungsreife erlangt. Dies resultiert aus einer Reihe von grundlegenden wie praktischen Schwierigkeiten, die bei den kurzen Wellenlängen zu Tage treten. So wachsen die spontanen Zerfallsraten von atomaren Übergängen (und damit auch dem Laserübergang) mit abnehmender Wellenlänge stark an. Damit wird es zunehmend schwerer, die für die Verstärkung

erforderliche Besetzungsinversion zu erreichen, da der spontane Zerfall des oberen Laserniveaus mit dem Pumpprozess konkurriert. Zudem arbeiten alle bisher existierenden XRL ohne Resonator. Die Lasertätigkeit basiert auf ASE („amplified spontaneous emission“), also der verstärkten spontanen Emission bei einem einmaligen Durchlauf durch das Verstärkungsmedium. Dies erfordert eine deutlich höhere Verstärkung als bei Verwendung eines Resonators, bei gleichzeitigem Verlust an Intensität, Kollimation und Kohärenz. Und schließlich sind die für die kurzen Laserwellenlängen nötigen atomaren Niveaus nur in hochgeladenen Ionen zu finden. XRL-Medien sind daher hochionisierte, dichte Plasmen. Mit Ausnahme von Kapillarentladungs-gepumpten XRL (welche aber bisher nur für Wellenlängen bis zu 46 nm demonstriert wurden) werden XRL-Plasmen von Hochleistungslasersystemen erzeugt. Für die ersten XRL waren dies Lasersysteme von der Größe einer Fabrikhalle, die Laserpulse mit Energien von mehreren kJ lieferten, bei Repetitionsraten von wenigen Schuss pro Tag. Die Verfügbarkeit von XRL war daher anfangs auf wenige Labors mit solch großen Pumplasersystemen beschränkt. Ein wichtiges Ziel in der Röntgenlaserentwicklung, neben der Verbesserung der Strahleigenschaften und Stabilität, war daher immer die Reduzierung der erforderlichen Pumplaserenergie, mit der Vision eines „table top“-Röntgenlasers. Mit der Entwicklung und Optimierung neuartiger Pumpschemata ist man der Realisierung dieser Vision inzwischen sehr nahe gekommen.

Die kürzesten Wellenlängen bei gleichzeitig hoher Ausgangspulsenergie werden derzeit mit transienten Elektronenstoß-angeregten XRL erreicht. Bei einer Laserwellenlänge von 14,7 nm bzw. 13,9 nm sind zur Erreichung von Verstärkungssättigung und damit zur stabilen und effizienten Energieextraktion hier nur noch Pumpenergien von einigen Joule erforderlich [26, 27]. Da das transiente Pumpschema (siehe Abschn. 2.5.2) allerdings kurze Pulse (wenige ps) erfordert, können nicht die mit hohen Repetitionsraten erhältlichen Nd:YAG-Laser eingesetzt werden. Laser mit der erforderlichen Verstärkungsbandbreite und Pulsenergie basieren meist auf Nd:Glas als Verstärkungsmedium und arbeiten in der Regel im Einzelschussbetrieb bei Wiederholraten von unter 0,01 Hz (ein Schuss alle 5-10 Minuten). Kurzpulslasersysteme auf der Basis von Titan-Saphir als Verstärkungsmedium mit über 10 J Pulsenergie und deutlich höheren Repetitionsraten sind aber heute schon realisiert, und solche Systeme werden in naher Zukunft auch zum Pumpen von XRL eingesetzt werden [28].

Lasergepumpte XRL weisen typischerweise Effizienzen (XRL-Ausgangsenergie/Pumplaserenergie) im Bereich einiger 10^{-6} auf. Der Strahl ist hinreichend kollimiert bei einer Divergenz von einigen Milliradian, je nach Pumpschema und -geometrie, so dass mit einem Kollimationsspiegel die gesamte Strahlung erfasst werden kann.

Insbesondere heben sich XRL von anderen XUV-Quellen durch ihre geringe Emissionsbandbreite ab. Sie wurde erstmals von Koch *et al.* an einem XRL in Neon-ähnlichem Selenium unter Verwendung eines hochauflösenden XUV-Spektrometers ([29]) bestimmt. Bei einer Emissionswellenlänge von 20 nm wurde bei Sättigung des XRL eine Bandbreite von nur 1 pm ($\Delta\nu/\nu = 5 \times 10^{-5}$) gemessen [30]. Dabei zeigte sich eine deutliche Verstärkungseinengung um etwa einen Faktor 5. Yuan *et al.* bestimmten die Bandbreite eines XRL in Neon-ähnlichem Germanium zu $\approx 10^{-4}$, wobei der XRL allerdings nicht in Sättigung betrieben wurde [31]. Mittels Fourier-Spektrometrie wurde die Bandbreite eines Yttrium-XRL (Wellenlänge 15,5 nm) zu 1,3 pm gemessen, sowie kürzlich die eines gesättigten Nickel-ähnlichen Silber XRL (13,9 nm) zu 4×10^{-5} [32].

Durch die geringe Emissionsbandbreite, zusammen mit der Divergenz und der Quellgröße von unter 100 μm , besitzen XRL eine außerordentlich hohe Spitzenbrillanz von bis zu 10^{25} Photonen/(s \cdot mm² \cdot mrad² \cdot 0,1% Bandbreite), und übertreffen damit die Spitzenbrillanz von Synchrotrons der 3. Generation um 5-6 Größenordnungen [33]. Erst zukünftige „Freie

Elektronen Laser” (FEL) werden wesentlich höhere Spitzenbrillianzen erreichen. Die Emissionsbandbreite von zur Zeit im Bau befindlichen XUV-FEL liegt allerdings in der Größenordnung von 1 % und damit deutlich über der plasmabasierter XRL [34].

Auf Grund ihrer Eigenschaften sind XRL für einige Anwendungen besonders prädestiniert. Eine Schlüsselanwendung, die durch die zeitliche und räumliche Kohärenz des XRL ermöglicht wird, ist die interferometrische Dichtebestimmung von Plasmen. Da die kritische Dichte, bis zu der elektromagnetische Strahlung in ein Plasma eindringen kann, mit dem Quadrat der Frequenz ansteigt, können mit XRL Plasmen mit 3-4 Größenordnungen höherer Dichte untersucht werden, als mit Lasern im sichtbaren Spektralbereich [35]. Die hohe Brillianz der XRL ist nötig, um die starke XUV-Emission des Plasmas zu übersteigen. Zusammen mit der kurzen Pulsdauer transienter XRL von wenigen Pikosekunden ist es so möglich, mit hoher Zeitauflösung Momentaufnahmen der Entwicklung der Dichteverteilung heißer, dichter Plasmen zu machen [36]. Eine weitere viel versprechende Anwendung, welche die Schmalbandigkeit der XRL ausnutzt, ist die Photoelektronenspektroskopie zur Vermessung elektronischer Bandstrukturen von Festkörperoberflächen, wobei die hohe Brillianz der XRL im Gegensatz zu anderen XUV-Quellen Einzelschussmessungen [37] und damit auch Pump-Probe-Experimente ermöglicht.

1.2 Röntgenlaserfluoreszenzspektroskopie an der GSI

Plasma-basierte Röntgenlaser haben inzwischen Anwendungsreife erlangt und sind derzeit die einzigen XUV-Quellen, welche die für ein Laserspektroskopie-Experiment erforderliche geringe Emissionsbandbreite besitzen. Im Folgenden soll die Möglichkeit eines Experimentes der Röntgenlaser-induzierten Fluoreszenz an Lithium-ähnlichen Ionen an der GSI untersucht werden. Dazu wird zunächst ein Überblick über die Beschleunigeranlage der GSI gegeben. Es wird ein typischer Experimentablauf skizziert und die erwartete Anregungsrate berechnet. Daraus lassen sich Anforderungen an die Kollimation und Richtungsstabilität des Röntgenlasers ableiten. Diese bilden die Grundlage für die Untersuchung der Strahlqualität eines transient gepumpten XRL in dieser Arbeit (Kapitel 5).

1.2.1 Die Beschleunigeranlage der GSI

Zur Forschung an und mit hochenergetischen schweren Ionen betreibt die GSI eine komplexe und vielseitige Beschleunigeranlage (Abb. 1.5). Den Schwerpunkt der Forschung bilden kernphysikalische Experimente (Erzeugung superschwerer Elemente, Untersuchung der Eigenschaften der Kernmaterie bei hoher Dichte und Temperatur, Massenmessung, etc.). Weitere Forschungsgebiete sind Atomphysik (QED bei hohen Feldstärken), Plasmaphysik (Energieverlust schwerer Ionen in dichten Plasmen), Biophysik (biologischen Strahlenschäden, Tumorthherapie) und Materialforschung (Modifikation von Materialeigenschaften durch Ionenbeschuss). Im Linearbeschleuniger UNILAC und dem darauffolgenden Schwerionensynchrotron SIS können beliebige Elemente von Wasserstoff bis Uran auf Energien von bis zu 2 GeV/Nukleon beschleunigt werden. Durch Fragmentation und Spaltung und die nachfolgende Trennung im Flug im Fragmentseparator FRS steht eine große Anzahl radioaktiver Isotope in beliebigen Ladungszuständen („nackt“, H-, He-, Li-ähnlich etc.) zur Verfügung. Im Experimentierspeicherring ESR können die Ionen akkumuliert und über lange Zeit gespeichert werden. Ein Elektronenkühler dient zur Reduzierung der longitudinalen Impulsverteilung.

Für laserspektroskopische Untersuchungen an Lithium-ähnlichen Isotopen bietet die Beschleunigeranlage der GSI die idealen Voraussetzungen. Seit dem letzten Ausbau zur Steigerung der Strahlintensität können über 200 Isotope mit Produktionsraten von über 10^6 Teilchen pro Sekunde erzeugt werden. Die Kombination einer solchen Quelle mit einem Speicherring ist weltweit einzigartig. Im ESR können bis über 10^9 Teilchen gespeichert werden. Die Ionen können im ESR mit Umlaufgeschwindigkeiten von nahezu 80 % Lichtgeschwindigkeit ($\beta = v/c = 0,8$) gespeichert werden, wobei die Maximalgeschwindigkeit durch die maximale Steifigkeit des Rings von 10 Tm begrenzt ist. Wird der Elektronenkühler verwendet, so ist die maximal erreichte Geschwindigkeit durch dessen Maximalspannung von 240 kV auf $\beta \approx 0,74$ begrenzt. Bei Anregung antiparallel zur Strahlrichtung kann zum Erreichen der notwendigen Photonenenergie der Doppler-Effekt ausgenutzt werden. Im Ruhesystem eines Ions, welches sich mit der Geschwindigkeit v auf die Lichtquelle zu bewegt, erscheint die Wellenlänge λ eines Photons verkürzt:

$$\lambda' = \lambda \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}. \quad (1.6)$$

Die Übergangswellenlängen des $2s - 2p_{1/2}$ -Überganges in Lithium-ähnlichen Ionen sind in [14] tabelliert. Abb. 1.6 zeigt für verschiedene Emissionswellenlängen des Röntgenlasers die zur Anregung des Überganges erforderliche Ionengeschwindigkeit für Ionen mit $50 \leq Z \leq 92$.

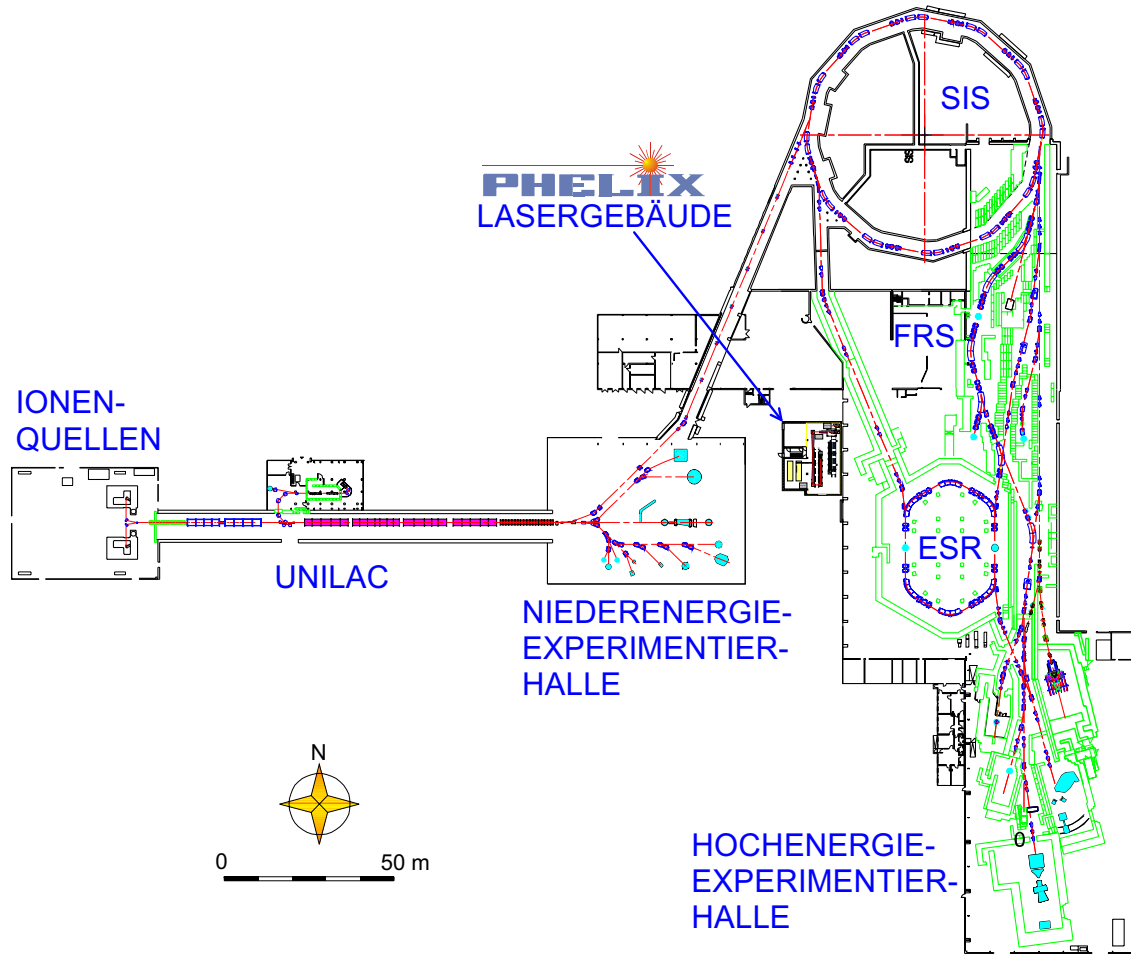


Abbildung 1.5: Die Beschleunigeranlage der GSI

Mit einem Röntgenlaser bei einer Wellenlänge von 13,9 nm kann der Bereich bis etwa $Z \leq 78$ abgedeckt werden. Um auch Ionen bis zu $Z=92$ (Uran) untersuchen zu können, wäre eine Wellenlänge von etwa 10 nm nötig. Die kürzeste mit einem transient gepumpten XRL erreichte Emissionswellenlänge liegt derzeit bei nur 7,3 nm [38]. Durch die Kombination eines XRL mit der Doppler-Verschiebung ist daher praktisch der gesamte Bereich für $50 \leq Z \leq 92$, welcher sowohl für die Kalibration des elektronischen Faktors als auch für QED-Tests interessant ist, für Laserspektroskopie an Lithium-ähnlichen Ionen zugänglich.

Durch Elektronenkühlung kann die Breite der Impulsverteilung auf $\Delta p/p \approx 10^{-5}$ reduziert werden. Die Dopplerbreite

$$\delta\nu/\nu = \beta\gamma^2\Delta p/p \quad (1.7)$$

ist damit in derselben Größenordnung wie die Bandbreite eines Elektronenstoß-gepumpten Röntgenlasers. Mit einer im ESR integrierten Hochfrequenzkavität lassen sich die über die gesamte Speicherbahn verteilten Ionen zu Paketen („Bunche“) von etwa 10 m Länge komprimieren. Im „gebunchten“ Speicherbetrieb können die Ionenpakete beschleunigt bzw. abgebremst werden. Durch Variation der Spannung des Elektronenkühlers kann die Geschwindigkeit der Ionen im ESR sehr genau eingestellt und in Schritten von etwa 10^{-5} variiert werden. Dadurch kann die Anregungswellenlänge im Ruhesystem der Ionen variiert und so ein Frequenzbereich

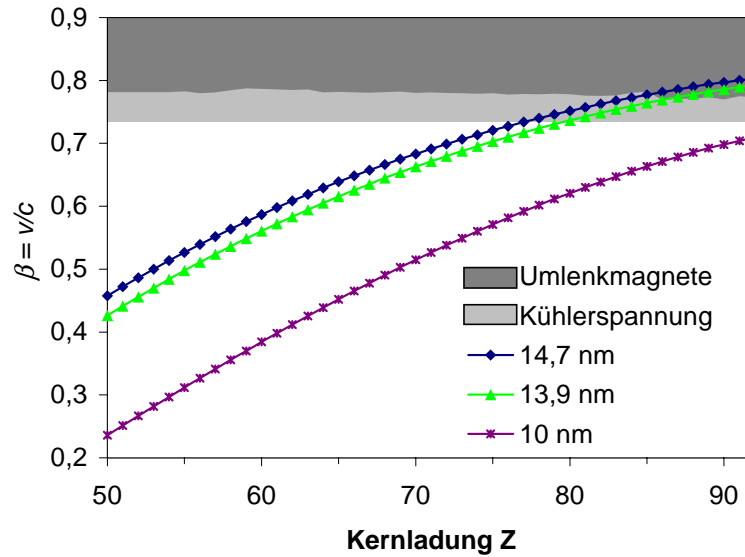


Abbildung 1.6: Erforderliche Ionengeschwindigkeit, um bei gegebener Wellenlänge des XRL den $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ -Übergang in Lithium-ähnlichen Ionen anzuregen, sowie die Beschleunigerbedingten Grenzen.

abgesucht bzw. eine Resonanzkurve abgefahren werden. Der Nachteil von XRL, prinzipiell nicht durchstimmbare zu sein, wird dadurch elegant umgangen.

Für Tests der QED-Rechnungen an Isotopen mit bekanntem Kernradius muss die Übergangsenergie *absolut* gemessen werden. Hier ist die Limitierung der Meßgenauigkeit durch die Kenntnis der Absolutgeschwindigkeit der Ionen gegeben (etwa 10^{-4}). Diese Genauigkeit ist vergleichbar mit der derzeitigen experimentellen Unsicherheit der Ergebnisse der bisher für $Z \leq 54$ durchgeführten Experimente, so daß auch hier die Laserspektroskopie für $Z > 54$ einen relevanten Beitrag liefern kann.

1.2.2 Skizze eines Experiments: Laser-Fluoreszenzspektroskopie am ESR

An der GSI wurde bereits mehrmals kollineare Laserspektroskopie an im ESR gespeicherten Ionen durchgeführt. So wurde z.B. die Grundzustandshyperfeinaufspaltung in Wasserstoff-ähnlichem Blei ($F=1 \rightarrow F=0$) und Wismuth ($F=5 \rightarrow F=4$) mit einer Genauigkeit von etwa 2×10^{-4} gemessen [39, 40]. Dabei war die erreichte Absolutgenauigkeit durch die Unsicherheit der Spannung am Elektronenkühler und damit der Umlaufgeschwindigkeit der Ionen limitiert. Die Durchstimmung der Wellenlänge wurde durch Geschwindigkeitsvariation der gespeicherten Ionen erreicht. Die bei den Experimenten eingesetzten Lasersysteme mit Wellenlängen im Infraroten bzw. Sichtbaren und Repetitionsraten von bis zu 50 Hz erlaubten eine quasikontinuierliche Anregung der Ionen im Speicherring, begrenzt nur durch die Abnahme der Strahlintensität auf Grund von Elektroneneinfang im Kühler. Das Fluoreszenzlicht wurde mit Photomultipliern durch Fenster im Speicherring nachgewiesen. Auf Grund der langen Lebensdauern der angeregten Übergänge von 0,3 ms und 50 ms bei Wismuth bzw. Blei musste die Detektion des Fluoreszenzlichts im Ring erfolgen.

Bei der Laserspektroskopie an Lithium-ähnlichen Ionen muss die Anregung nicht notwen-

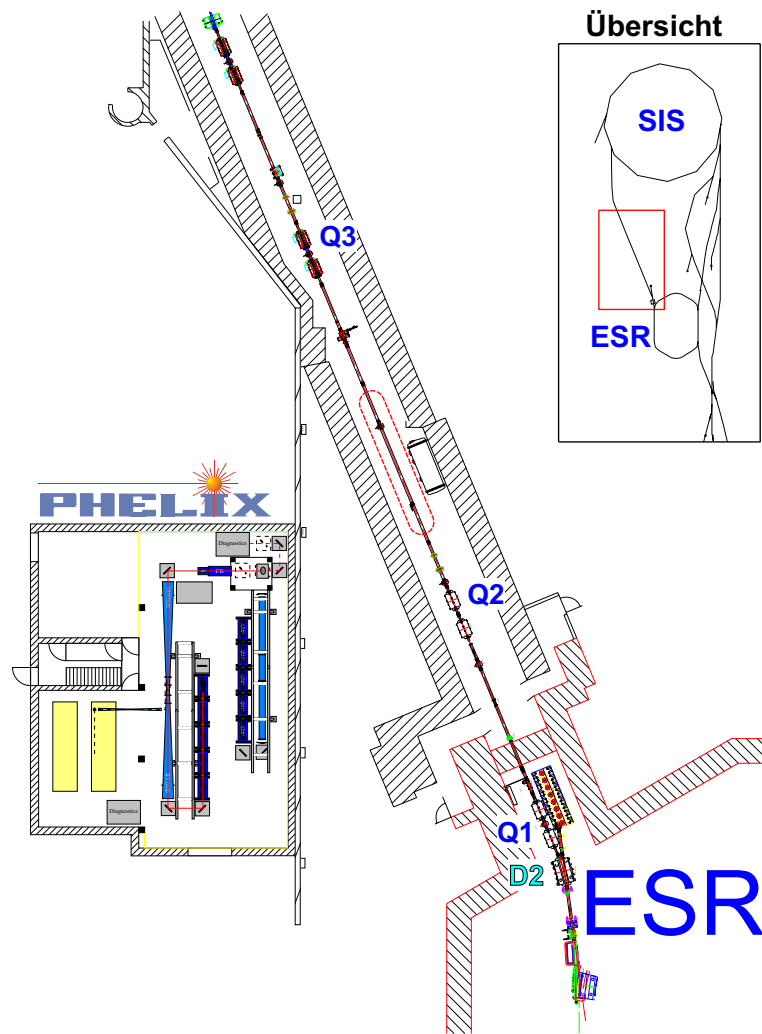


Abbildung 1.7: Detailansicht des Reinjektionskanals mit der Wechselwirkungsstrecke (rot umrandet) zwischen den Quadrupol-Magneten Q2 und Q3.

digerweise im Speicherring selbst stattfinden. Röntgenlaser arbeiten im Einzelschussbetrieb mit einem Schuss in mehreren Minuten. Bei radioaktiven Isotopen ist es daher nicht möglich, dieselbe Speicherringfüllung mehrmals anzuregen, und auch bei stabilen Isotopen nicht vorteilhaft. Zudem liegt die Lebensdauer des angeregten $2p_{1/2}$ Zustandes für $50 \leq Z \leq 92$ bei 70..200 ps [41]. Das Fluoreszenzlicht wird also direkt am Ort der Anregung emittiert. Aus experimenteller Sicht bietet der sogenannte Reinjektionskanal große Vorteile (siehe Abb. 1.7). Durch diesen Abschnitt des Beschleunigers können Ionen aus dem ESR wieder zurück in das Synchrotron geleitet werden. Die Vakuumanforderungen sind in diesem Abschnitt des Beschleunigersystems um mehrere Größenordnungen niedriger als im ESR, der Druck liegt bei etwa 10^{-7} mbar. Es ist ausreichend Platz für den Einbau von Targetkammer und Detektoren vorhanden. Und schließlich können die gesamten Vorbereitungen für das Experiment dort unabhängig von anderen ESR-Strahlzeiten ablaufen, so dass dafür keine echte Strahlzeit benötigt wird.

Die Messung einer Isotopieverschiebung würde etwa wie folgt ablaufen: Zunächst wird der Speicherring mit einem stabilen Isotop des untersuchten Elements gefüllt. So können durch Akkumulation mehrerer SIS-Zyklen $> 10^8$ Ionen gespeichert werden. Die durch Elektronkühlung erreichbare Breite der Impulsverteilung $\Delta p/p$ ist abhängig von der Anzahl der gespeicherten Ionen. Auf der Basis von Messungen der Impulsbreite als Funktion des Ionenstroms für eine große Anzahl verschiedener im ESR gespeicherter Ionen ([42]) wird in [43] für eine Ionenenergie von 250 MeV und einen Elektronenstrom von 250 mA eine funktionale Abhängigkeit angegeben:

$$\frac{\Delta p}{p} = 6,8 \cdot 10^{-7} \cdot N^{0,27}. \quad (1.8)$$

Bei 10^8 gespeicherten Ionen etwa ist die Impulsbreite $\Delta p/p \approx 10^{-4}$. So erhält man mit zunehmender Strahlintensität nicht nur ein stärkeres Resonanzsignal, gleichzeitig kann durch die Zunahme der Resonanzbreite ein gegebenes Frequenzintervall schneller abgesucht werden. Ist für das Isotop, etwa durch Elektronenstreuung oder genaue Rechnungen, der Ladungsradius schon recht gut bekannt, so kann auch die Übergangsenergie sehr genau vorhergesagt werden. Ist die Resonanz einmal gefunden, kann durch Absenken der Strahlintensität und damit Verringerung der Dopplerbreite die Lage des Maximums noch genauer bestimmt werden. Bereits bei mittleren Strahlintensitäten mit etwa 10^7 Teilchen wird $\Delta p/p \approx 5 \cdot 10^{-5}$ erreicht. Dies entspricht in etwa der Bandbreite von XRL. Durch Anfitten an die Resonanzkurve lässt sich die Übergangswellenlänge mit einer Relativgenauigkeit von etwa 10^{-5} bestimmen.

Auch für die Messung des zweiten Isotops kann die Lage der Resonanz aus früheren Messungen der Isotopieverschiebung mit der Genauigkeit, mit der der elektronische Faktor bekannt ist, vorhergesagt werden, so dass hier ebenfalls sehr gezielt nach dem Resonanzsignal gesucht werden kann. Dies ist wichtig, wenn es sich bei dem zweiten Isotop um ein radioaktives Isotop handelt, dessen Produktionsrate gering ist.

Auf Grund dieser sehr gezielten Suche ist es möglich, die Resonanzen zweier Isotope mit nur wenigen 100 Schüssen aufzufinden sowie ihre genaue Lage zu bestimmen. Daher sollte ein solches Experiment trotz der zur Zeit noch geringen Repetitionsraten heutiger transient gepumpter XRL innerhalb einer typischen Strahlzeitdauer von unter einer Woche zum Erfolg führen.

1.2.3 Abschätzung der Anregungswahrscheinlichkeit

Mit der Anzahl der bei einem Schuss vom XRL angeregten Ionen N_{angeregt} kann das zu erwartende Resonanzsignal abgeschätzt werden. Wir definieren die Anregungswahrscheinlichkeit P_{Anregung} durch

$$N_{\text{angeregt}} = N_{\text{Ionen}} \cdot P_{\text{Anregung}}, \quad (1.9)$$

wobei N_{Ionen} die Gesamtzahl der Ionen in einem Ionenpuls ist. Die Ionen seien in erster Näherung gleichmäßig über den Puls der Länge L_{Bunch} verteilt, so dass sich in einem Längenelement dz entlang der Strahlachse (= z-Achse) $N_{\text{Ionen}}/L_{\text{Bunch}} \cdot dz$ Ionen befinden. Von diesen „sieht“ ein Anteil $\eta(z) \cdot A_{\text{XRL}}(z)/A_{\text{Ionen}}(z)$ den XRL. Die Querschnittsfläche $A_{\text{Ionen}}(z)$ des Ionenstrahls variiert auf Grund der endlichen (nicht verschwindenden) Emittanz ϵ des Ionenstrahls entlang der Strahlachse. Die Querschnittsfläche des XRL wird über die gesamte Länge zu $A_{\text{XRL}}(z) \leq A_{\text{Ionen}}(z)$ angenommen und mit dem „Überlapp-Faktor“ $0 \leq \eta(z) \leq 1$ ein nicht vollständiger Überlapp der beiden Strahlen berücksichtigt. Die Zahl der am Ort z

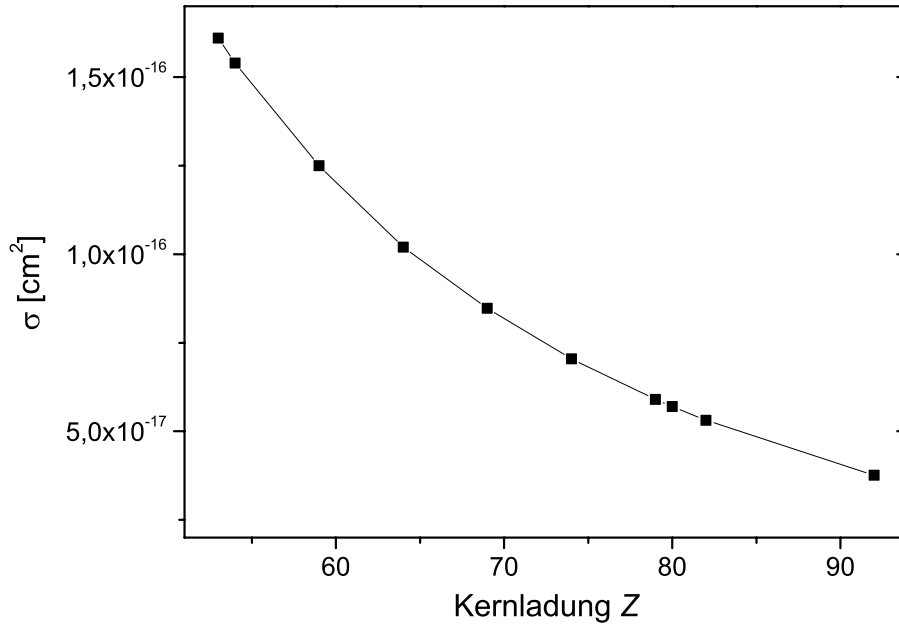


Abbildung 1.8: Wirkungsquerschnitt für die Anregung des $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ -Überganges in Lithium-ähnlichen Ionen.

angeregten Ionen ist damit

$$dN_{\text{angereg}} = \frac{N_{\text{Ionen}}}{L_{\text{Bunch}}} \cdot \frac{\eta(z) \cdot A_{\text{XRL}}(z)}{A_{\text{Ionen}}(z)} \cdot \frac{N_{\text{Photonen}} \cdot \sigma}{A_{\text{XRL}}(z)} \cdot dz. \quad (1.10)$$

Darin ist N_{Photonen} die Anzahl der Photonen im Laserpuls und $(N_{\text{Photonen}} \cdot \sigma)/A_{\text{XRL}}$ die Anregungswahrscheinlichkeit pro Ion. Der Wirkungsquerschnitt σ wird nach Gl. 2.13 berechnet. Die relative Bandbreite des XRL wird als $\Delta\lambda/\lambda \approx 5 \times 10^{-5}$ angenommen. Die Einstein-A-Koeffizienten sowie die Oszillatorstärken für den $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ -Übergang Lithium-ähnlicher Ionen sind in [41] tabelliert. Die damit berechneten Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 1.8 gegen die Kernladungszahl für $50 \leq Z \leq 92$ aufgetragen, und liegen um 10^{-16} cm^2 . Dieser relativ geringe Wert resultiert aus dem geringen spektralen Überlapp, da die natürliche Linienbreite der Übergänge etwa $\Delta\lambda_{\text{Nat.}}/\lambda \approx 10^{-7}$ beträgt und damit zwei Größenordnungen geringer als die Laserbandbreite bzw. die Dopplerbreite ist.

Die Gesamtzahl der pro Schuss entlang einer Strecke L angeregten Ionen ergibt sich durch Integration über diese Strecke:

$$\begin{aligned} N_{\text{angereg}} &= \int_L dN_{\text{angereg}} \\ &= N_{\text{Ionen}} \cdot \frac{N_{\text{Photonen}} \sigma}{L_{\text{Bunch}}} \cdot \int_L \frac{\eta(z)}{A_{\text{Ionen}}(z)} dz. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Eine Simulation der Strahlhüllenden im Reinjektionskanal ist in Abb. 1.9 gezeigt. Dabei wurden nur bereits vorhandene strahlformende Elemente (Dipole, Quadrupole) benutzt, und ein Ionenstrahl mit einer für gekühlte Strahlen typischen Emittanz von $\epsilon = 1 \pi \text{ mm mrad}$ vorausgesetzt. Durch Wahl geeigneter Stromwerte für die Quadrupol-Linsen kann zwischen dem

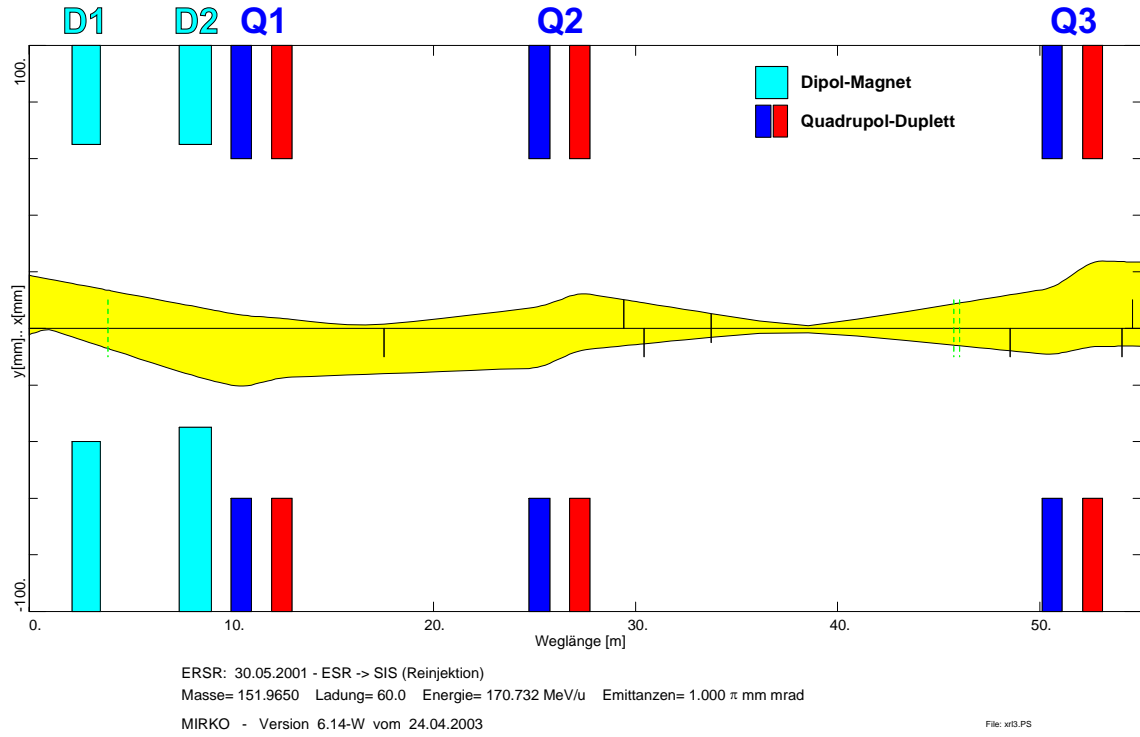


Abbildung 1.9: Simulation des Ionenstrahlprofils im Reinjektionskanal. Zwischen Q2 und Q3 kann ein langgestreckter Fokus eingestellt werden.

zweiten und dritten Quadrupol-Duplett (Q₂ und Q₃) im Reinjektionskanal ein langgestreckter flacher Fokus mit nahezu rotationssymmetrischem Strahlprofil erreicht werden. Im Fokus ist der Strahlradius $r_{\min} \approx 1$ mm bei einer Divergenz von $\delta \approx 1$ mrad. Die Linienverbreiterung auf Grund der Divergenz ist von der Größenordnung 10^{-6} und damit vernachlässigbar. Für eine genauere Berechnung des Überlapp-Integrals in Gl. 1.11 und damit der Anregungswahrscheinlichkeit wird der Ionenstrahlquerschnitt näherungsweise angenommen zu

$$A_{\text{Ion}}(z) = \pi r_{\text{Ion}}^2(z) = \pi (r_{\min} + \delta \cdot z)^2 \quad (1.12)$$

d. h. der Strahlradius $r_{\text{Ion}}(z)$ steigt linear mit dem Abstand z vom Fokus an. Der Überlapp-Faktor wird durch

$$\eta(z) = \begin{cases} 1 - z/L_{\text{Überlapp}} & : z \leq L_{\text{Überlapp}} \\ 0 & : z > L_{\text{Überlapp}} \end{cases} \quad (1.13)$$

angenähert und beschreibt ein „lineares Eintauchen“ des XRL-Strahles in den Ionenstrahl. Die geometrischen Verhältnisse sind in Abb. 1.10 dargestellt.

Für den Grenzfall $L_{\text{Überlapp}} \rightarrow \infty$, d. h. $\eta(z) = 1$, sind beide Strahlen parallel (dies erfordert einen Umlenkmagneten nach der Wechselwirkungsstrecke zur Trennung der beiden Strahlen), und die Lösung von Gl. 1.11 nimmt eine einfache Form an:

$$\begin{aligned} P_{\text{angeregt}}(L) &= \frac{N_{\text{Photonen}} \cdot \sigma}{\pi L_{\text{Bunch}}} \frac{L}{r_{\min}(r_{\min} + L \cdot \delta)} \\ &= P_{\text{Max}} \cdot \frac{L \cdot \epsilon}{(r_{\min}^2 + L \cdot \epsilon)}. \end{aligned} \quad (1.14)$$

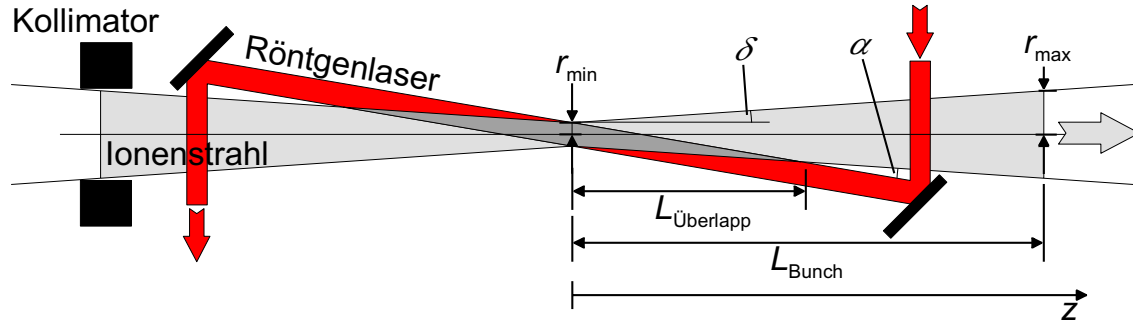


Abbildung 1.10: Geometrie zur Berechnung der Anregungswahrscheinlichkeit.

Die maximal erreichbare Anregungswahrscheinlichkeit (für $r_{\min} \rightarrow 0$) ist

$$P_{\text{Max}} = (N_{\text{Photonen}} \sigma) / (\pi L_{\text{Bunch}} \cdot \epsilon) \quad (1.15)$$

und hängt nur von der Emittanz $\epsilon = r_{\min} \cdot \delta$ des Ionenstrahls ab.

Bedingung für die Gültigkeit von Gl. 1.14 ist, dass der Übergang nicht in Sättigung geht, d. h. die Anregungswahrscheinlichkeit pro Ion muss klein sein: $(N_{\text{Photonen}} \cdot \sigma) / A_{\text{XRL}} \ll 1$. Mit $r_{\text{XRL}} = r_{\min}$ folgt

$$r_{\min} \gg \sqrt{\frac{N_{\text{Photonen}} \sigma}{\pi}} \quad (1.16)$$

Bei einer Pulsenergie des XRL von $10 \mu\text{J}$ und einer Laserwellenlänge von $13,9 \text{ nm}$ ist $N_{\text{Photonen}} \approx 7 \cdot 10^{11}$. Mit $\sigma = 10^{-16} \text{ cm}^2$ ergibt sich $r_{\min} \gg 50 \mu\text{m}$. Diese Einschränkung ist unerheblich, da bei dieser Fokusgröße ein Überlapp der Strahlen praktisch kaum realisierbar ist. Zudem werden Raumladungseffekte eine so starke Fokussierung des Ionenpulses

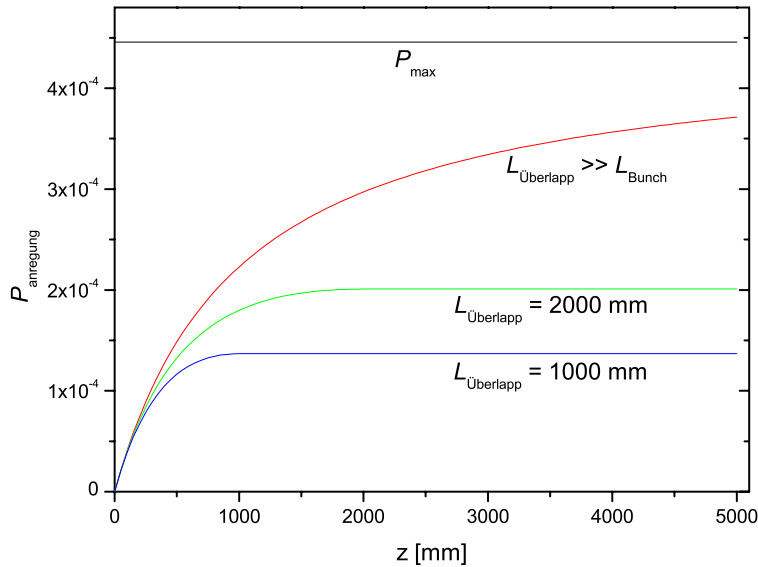


Abbildung 1.11: Anregungswahrscheinlichkeit P_{Anregung} nach Gl. 1.11 für verschiedene $L_{\text{Überlapp}}$. Durch die starke Gewichtung trägt hauptsächlich der Bereich um den Fokus ($z = 0$) zur Anregungswahrscheinlichkeit bei.

verhindern.

Damit andererseits die Anregung möglichst effizient ist, also $P_{\text{Anregung}} \geq 0,5 P_{\text{Max}}$, muss mit Gl. 1.14 gelten $L \geq r_{\text{min}}/\delta$. Da aber immer $L \leq L_{\text{Bunch}}$ ist, folgt

$$r_{\text{min}} \leq \delta \cdot L_{\text{Bunch}}. \quad (1.17)$$

Mit $L_{\text{Bunch}} = 5 \text{ m}$ und $\delta = 1 \text{ mrad}$ muss also $r_{\text{min}} \leq 5 \text{ mm}$ sein. Dies ist ebenso der Fall.

Lösungen von Gl. 1.11 mit den Annahmen nach Gl. 1.12 und 1.13 sind in Abb. 1.11 für verschiedene Überlapplängen dargestellt. Dabei ist $N_{\text{Photonen}} = 7 \cdot 10^{11}$, $L_{\text{Bunch}} = 5 \text{ m}$, $r_{\text{min}} = 1 \text{ mm}$ und $\delta = 1 \text{ mrad}$. Als Wirkungsquerschnitt wurde $\sigma = 10^{-16} \text{ cm}^2$ angesetzt ($Z \approx 63$).

Der zum Fokus hin abnehmende Strahlradius und der zunehmende Überlapp-Faktor führen zu einer starken Gewichtung von dN_{Anregung} in Fokusnähe. Daher ist bei einer Überlapplänge von nur 2 Metern (d. h. $L_{\text{Überlapp}} = 1 \text{ m}$) die maximal erreichbare Anregungswahrscheinlichkeit nur einen Faktor 2 geringer als im Falle exakt paralleler Strahlen. Bei begrenzter Detektorlänge $L_{\text{Detektor}} < L_{\text{Überlapp}}$ fällt der Unterschied noch geringer aus. Mit $L_{\text{Detektor}} = 0,5 \text{ m}$ (d. h. einem Detektor von einem Meter Länge) beträgt die Anregungswahrscheinlichkeit für $L_{\text{Überlapp}} = 1 \text{ m}$ mit $1,2 \cdot 10^{-4}$ bereits 80 % des Wertes für parallele Strahlen.

1.2.4 Fluoreszenzdetektion

Bei Verwendung stabiler Isotope können ohne Weiteres Bunche mit mehr als 10^8 Ionen gespeichert werden. Sollen allerdings auch radioaktive Isotope mit nur 10^6 Ionen pro Bunch untersucht werden, erreicht die Zahl der vom Röntgenlaser angeregten Ionen nur noch wenige 100. Daher ist die Hauptanforderung an den Fluoreszenzdetektor eine möglichst hohe Gesamteffizienz. Das Detektionsprinzip sollte also einerseits eine hohe Quanteneffizienz im weichen Röntgenbereich aufweisen, bei gleichzeitiger Unterdrückung von (langwelligeren) Untergrundphotonen, andererseits sollte sich die Detektorgeometrie an die Geometrie des angeregten Volumens anpassen lassen und eine gute Raumwinkelabdeckung ermöglichen.

Hier bietet der Einsatz von Szintillatorschichten in Kombination mit Lichtleitern den Vorteil großer Flächenabdeckung, Flexibilität und gleichzeitig geringer Kosten. So wären beispielsweise 0,5 – 1 Meter lange Lichtleiter mit einer Szintillationsschicht auf der Innenseite und stirnseitig Photomultipliern zum Nachweis des Szintillationslichts denkbar. Mit diesen kann der Ionenstrahl über die Länge des Detektors nahezu vollständig umschlossen werden. Auf

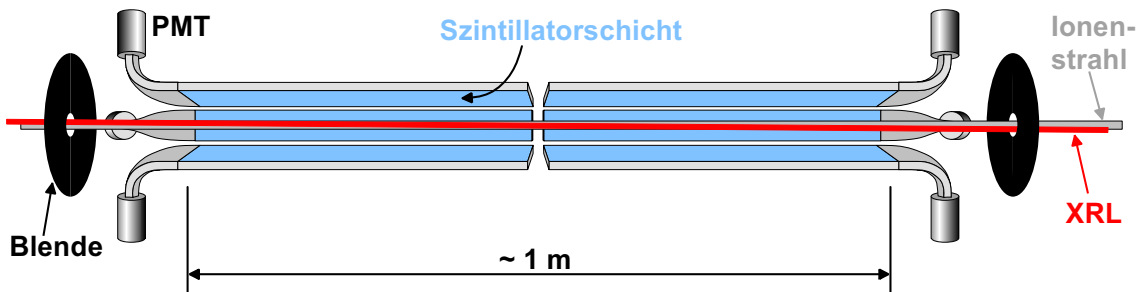


Abbildung 1.12: Konzept des Fluoreszenzdetektors. Die Blenden dienen als Kollimatoren, zudem kann so der Detektor differenziell gepumpt werden.

Grund des hohen Aspektverhältnisses des Detektors wird fast der gesamte Raumwinkel abgedeckt.

Die Doppler-verschobene Fluoreszenzemission der Ionen liegt im Energiebereich oberhalb 300 eV. Schichten aus Natrium-Salizylat weisen in diesem Energiebereich absolute Quanteneffizienzen von 10-20 (!) Szintillationsphotonen (im Sichtbaren bei etwa 450 nm) pro XUV-Photon [44] auf. Damit kann man davon ausgehen, dass jedes im Detektor emittierte Fluoreszenzphoton nachgewiesen wird.

1.2.5 Anforderungen an die Strahlqualität des Röntgenlasers

Wie in Abschn. 1.2.3 gezeigt, ist für die Verhältnisse im Reinjektionskanal ein möglichst kollimierter XRL-Strahl mit einem Durchmesser von 1-2 mm ideal. Obwohl die Länge, auf welcher der XRL und der Ionenstrahl teilweise bis ganz überlappen, nur etwa zwei Meter lang zu sein braucht ($L_{\text{Überlapp}} = 1 \text{ m}$), sollte der XRL-Strahl über eine deutlich größere Strecke kollimiert bleiben. Der Differenzwinkel zwischen XRL und der Einhüllenden des Ionenstrahls ist $\alpha = 2r_{\text{min}}/L_{\text{Überlapp}}$ (siehe auch Abb. 1.10). Damit ist der Abstand der Strahlränder $(L - L_{\text{Überlapp}}) \cdot \alpha$ bei $L = 5 \text{ m}$ etwa 8 mm. Ein solcher Abstand ist notwendig, um den XRL-Strahl auf die Wechselwirkungsstrecke einzuspiegeln. Auch nach der Wechselwirkung ist es sinnvoll, den Strahl etwa auf eine XUV-empfindliche CCD-Kamera zu lenken. So kann einerseits für jeden Schuß die Strahllage kontrolliert und mit dem Fluoreszenzsignal korreliert werden. Und andererseits hat man so direkt mit jedem Schuß eine Messung der Pulsenergie des XRL. Dies ist wichtig, da die Pulsenergien transienter XRL von Schuß zu Schuß beträchtlichen Schwankungen unterliegen. Durch die Messung der Pulsenergie des XRL kann das gemessene Fluoreszenzsignal auf diese normiert werden.

Damit der Fokus des Ionenstrahls vom XRL-Strahl voll getroffen wird, sollte der Strahlfleck um nicht mehr als etwa 1/10 des Strahldurchmessers schwanken. Daraus ergeben sich maximal zulässige Richtungsschwankungen des XRL-Strahls von $2r_{\text{min}}/10 \cdot 5 \text{ m} = 40 \mu\text{rad}$.

Transient gepumpte Röntgenlaser weisen in der Regel sowohl Divergenzen als auch Richtungsschwankungen von bis zu 5 mrad auf (z.B. [26]). Es ist daher nicht möglich, den XRL-Puls direkt mit dem Ionenpuls zu überlagern.

In einem Experiment an einem transient gepumpten Röntgenlaser wurde im Rahmen dieser Arbeit die Strahlqualität, d.h. insbesondere die Divergenz und die Quellgröße in Abhängigkeit verschiedener Pumpparameter untersucht (Kap. 5). Aus den erhaltenen Daten lässt sich die Kollimierbarkeit des XRL überprüfen und Bereiche für die Pumpparameter eingrenzen, die sowohl für eine effiziente Energieextraktion als auch einen gut kollimierten Strahl bei guter Richtungsstabilität erlauben.

Kapitel 2

Röntgenlaser–Grundlagen

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Grundlagen zum Verständnis von Röntgenlasern behandelt. Neben allgemeinen Voraussetzungen zur Verstärkung von Licht wird dabei vorwiegend auf die speziellen Randbedingungen von Röntgenlasern auf Basis Laser-produzierter Plasmen eingegangen.

2.1 Laserproduziertes Plasma als Verstärkungsmedium

Die Grundvoraussetzung von Lasertätigkeit ist die Existenz eines geeigneten Verstärkungsmediums. Die Übergangsenergien für Lichtverstärkung von XUV-Strahlung sind in hochgeladenen Ionen zu finden. Typische Verstärkungsmedien für Röntgenlaser sind daher heiße hochgeladene Plasmen.

Neben Hochstromentladungen werden zur Erzeugung von Röntgenlaserplasmen im Wesentlichen energetische intensive Laserpulse verwendet. Trifft ein Laserpuls auf ein Festkörpertarget, dessen Austrittsarbeit größer als die Energie der einzelnen Laserphotonen ist, so wird Strahlungsenergie zunächst durch Multiphotonionisation absorbiert. Die so entstehenden freien Elektronen werden nun durch inverse Bremsstrahlung beschleunigt bzw. aufgeheizt. Durch Stöße mit Ionen und Atomen werden weitere Elektronen freigesetzt und aufgeheizt. Elektronen, die in Richtung Target fliegen, dringen ein Stück weit in dieses ein, heizen es auf und erzeugen eine Schockwelle. Durch Ablation wird weiteres Targetmaterial abgetragen und Ionen freigesetzt, während sich das entstandene Plasma ausdehnt. Nach Bildung des Plasmas kann die Laserstrahlung nicht länger direkt mit dem Target wechselwirken. Bei der kritischen Dichte

$$n_c = \frac{4\pi^2 m_e \epsilon_0 c^2}{e^2 \lambda^2} \quad (2.1)$$

wird das Laserlicht der Wellenlänge λ entweder reflektiert oder durch den Prozess der Resonanzabsorption absorbiert. Der Bereich des Plasmas, in dem die Dichte die kritische Dichte übersteigt („überkritisch“) wird durch Wärmetransport der heißen Elektronen weitergeheizt, während im dünneren, „unterkritischen“ Plasma Laserlicht durch inverse Bremsstrahlung absorbiert wird.

Im Plasma wechselwirken Ionen, Elektronen und Atome durch Strahlungs- und Stoßprozesse, wie Stoßanregung und -abregung, Stoßionisation und Dreikörperrekombination, Strahlungsanregung und -zerfall, Photoionisation und Strahlungsrekombination, Autoioni-

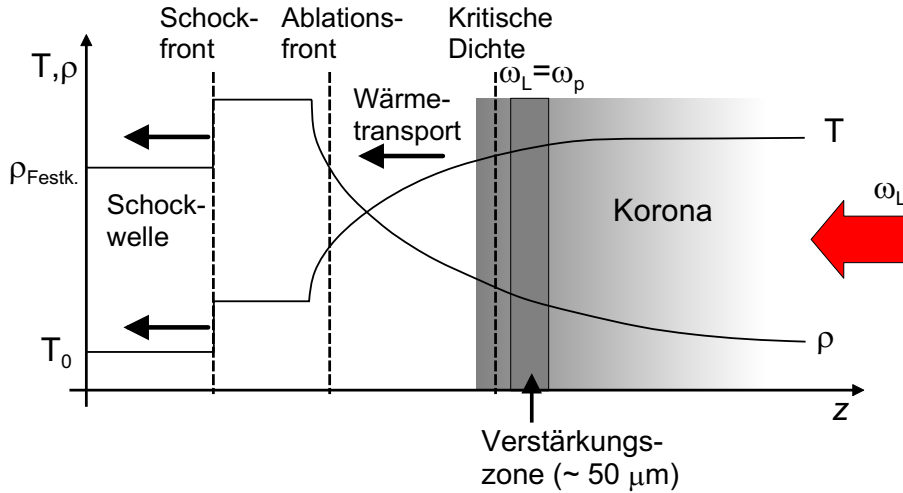


Abbildung 2.1: Temperatur und Dichteverteilung eines laserproduzierten Plasmas.

sation und dielektronische Rekombination. Ist die Rate der Strahlungsprozesse klein gegen die der Stoßprozesse, so stellt sich in Bereichen und Zeitskalen, die klein sind gegen die der Plasmaentwicklung, ein so genanntes „lokales thermisches Gleichgewicht“ (LTE) ein, welches durch statistische Verteilungen (Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung, Boltzmannverteilung der angeregten Zustände, Saha-Gleichung für die Ionisationsgrade) mit einer definierten Elektronentemperatur beschrieben werden kann. Dies ist bei Plasmen hoher Dichte und geringen Ionisationsgraden der Fall. Bei geringeren Dichten und höheren Ionisationsgraden (und damit größeren Energieniveau-Abständen) dominieren dagegen Strahlungsprozesse. Ist das Plasma jedoch optisch dünn, so werden zwar die Zerfallsraten durch Strahlungsprozesse bestimmt, die Anregungsraten jedoch durch Stoßprozesse. In diesem Fall spricht man vom „koronalen Gleichgewicht“. Typische Röntgenlaserplasmen weisen Eigenschaften beider Grenzfälle auf. Das obere Laserniveau liegt energetisch nahe bei den benachbarten Niveaus, so dass hier das LTE und für die Energieverteilung die Boltzmann-Verteilung gilt. Das untere Laserniveau hingegen weist zum Grundzustand eine wesentlich größere Energiedifferenz auf. Dieses Niveau wird daher wesentlich durch Strahlungsprozesse entleert.

2.2 Lichtverstärkung

Ein angeregtes Atom oder Ion in einem Zustand der Energie E_u kann auf zwei Arten unter Aussendung eines Photons in einen niedriger gelegenen Energiezustand E_l übergehen. Bei der spontanen Emission erfolgt der Übergang ohne Einwirkung eines äußeren elektromagnetischen Feldes. Das emittierte Photon der Energie $h\nu = E_u - E_l$ besitzt eine beliebige Kombination von Richtung, Phase und Polarisation. Die spontane Übergangsrate A_{ul} ist charakteristisch für den betrachteten Übergang und entspricht dem Inversen der natürlichen Lebensdauer des Überganges $u \rightarrow l$. Für ein Ensemble von N_u angeregten Atomen im Zustand u ist die Rate für diese spontane Emission und damit die Änderung der Besetzung des Zustandes gegeben durch

$$-\frac{dN_u}{dt} = A_{ul}N_u. \quad (2.2)$$

Bei Anwesenheit eines Strahlungsfeldes der Übergangsfrequenz $\nu = \frac{E_u - E_l}{h}$ besteht zusätzlich die Möglichkeit der stimulierten Emission. Der Übergang wird durch ein Photon des Strahlungsfeldes induziert und das emittierte Photon ist von diesem nicht zu unterscheiden (es wird in dieselbe Phasenraumzelle emittiert). Die Rate für stimulierte Emission ist proportional zur spektralen Energiedichte des Strahlungsfeldes ρ :

$$B_{ul}\rho, \quad (2.3)$$

bzw. im Falle eines monochromatischen Strahlungsfeldes reduziert um die Bandbreite des Überganges:

$$B_{ul} \frac{\rho_\nu}{\Delta\nu}. \quad (2.4)$$

Die Größen A und B sind die sogenannten Einstein-Koeffizienten und es gilt die erstmals von Einstein hergeleitete Beziehung

$$\frac{A_{ul}}{B_{ul}} = \frac{8\pi h}{\lambda^3}. \quad (2.5)$$

Die Absorption eines Photons aus dem Strahlungsfeld durch ein Atom im Zustand l , welches dadurch in den energetisch höher gelegenen Zustand u übergeht, entspricht dem zeitumgekehrten Prozess der stimulierten Emission und hat dieselbe Übergangsrate, nur korrigiert um die Entartungen g_l und g_u der beiden Zustände:

$$\frac{B_{ul}}{g_l} = \frac{B_{lu}}{g_u}. \quad (2.6)$$

Unter Vernachlässigung der spontanen Emission ergibt sich die Änderung der spektralen Energiedichte bei der Frequenz ν damit zu:

$$\frac{d\rho_\nu}{dt} = (B_{ul}N_u - B_{lu}N_l) \frac{\rho_\nu}{\Delta\nu} \quad (2.7)$$

Mit $\frac{d\rho_\nu}{dt} = \frac{1}{c} \frac{dI_\nu}{dt} = \frac{dI_\nu}{dz}$ sowie Gl. 2.5 und 2.6 ergibt sich für den Intensitätszuwachs pro Weglänge dz die Differenzialgleichung

$$\frac{dI_\nu}{dz} = \left(N_u - \frac{g_u}{g_l} N_l \right) \frac{A_{ul}\lambda^3}{8\pi\Delta\nu} I_\nu = g I_\nu \quad (2.8)$$

mit der Lösung

$$I_\nu(l) = I_\nu(0) \exp(gl) \quad (2.9)$$

wobei

$$g = \frac{A_{ul}\lambda^3}{8\pi\Delta\nu} \left(N_u - \frac{g_u}{g_l} N_l \right) = \sigma_{\text{stim}} \left(N_u - \frac{g_u}{g_l} N_l \right). \quad (2.10)$$

Der Verstärkungskoeffizient g hat die Einheit cm^{-1} und hängt neben dem Absorptionswirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{stim}} = \frac{A_{ul}\lambda^3}{8\pi\Delta\nu} \quad (2.11)$$

von der Besetzung der Zustände ab. Im thermischen Gleichgewicht sind die energetisch höher liegenden Zustände niedriger besetzt. Daher sind Absorptionsprozesse häufiger als Prozesse stimulierter Emission, der Verstärkungskoeffizient $g < 0$ und ein eingestrahktes Lichtfeld wird exponentiell geschwächt. Um eine Verstärkung des Lichtfeldes zu erreichen, ist daher eine Besetzungsinversion nötig.

Um die explizite Wellenlängenabhängigkeit von σ_{stim} zu erhalten, kann man A_{ul} durch die Oszillatorstärke f_{lu} ausdrücken, welche innerhalb einer isoelektronischen Reihe nahezu konstant ist. Es gilt

$$A_{ul} = \frac{8\pi^2 r_0 c}{\lambda^2} \frac{g_l}{g_u} f_{lu} \quad (2.12)$$

wobei $r_0 = e^2/mc^2 = 2,8 \times 10^{-13} \text{ cm}$ der klassische Elektronradius ist. Damit wird der Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{stim}} = \frac{\pi r_0 f_{lu} \lambda}{\Delta\lambda/\lambda} \frac{g_l}{g_u} \quad (2.13)$$

und damit bei gegebener relativer Bandbreite des Überganges proportional zur Übergangswellenlänge. Für kürzere Wellenlängen ist daher für die gleiche Verstärkung eine höhere Besetzungsinversion nötig. Nach Gl. 2.5 sinkt jedoch gleichzeitig die Rate der stimulierten gegenüber der spontanen Emission proportional zu λ^3 . Die Kombination der beiden Effekte macht es zunehmend schwerer, Lasertätigkeit zu erzielen für kürzer werdende Laserwellenlängen.

Die Skalierung der benötigten Pumpleistung kann abgeschätzt werden aus der Bedingung, dass sie mindestens so groß sein muss, wie der Energieverlust aus dem oberen Laserniveau durch spontane Emission [45]. Damit ist $P_p \propto N_u A_{ul} h\nu$. Mit Gl. 2.10 und der Annahme, dass $N_l \ll N_u$, sowie Gl. 2.11 folgt

$$P_p \propto \frac{g A_{ul}}{\sigma \lambda} \propto \frac{g}{\lambda^4}. \quad (2.14)$$

Die Pumpleistung bei konstanter Verstärkung skaliert also mit λ^{-4} , wenn ein bestimmter Übergang isoelektronisch zu Elementen mit höherem Z skaliert wird. Dies erklärt die Notwendigkeit großer Pumplasersysteme und ist eine grundlegende Schwierigkeit bei der Realisierung kurzweiliger Laser.

Spezielle Linienformen, -verbreiterungen Der oben hergeleitete Absorptionswirkungsquerschnitt σ ist nicht für eine spezielle Form der Wellenlängenabhängigkeit der Absorptionswahrscheinlichkeit hergeleitet. Diese kann durch Einführung der normierten Linienformfunktion $\mathcal{L}_x(\nu)$ berücksichtigt werden:

$$\sigma(\nu) = \frac{\pi r_0 f_{lu} \lambda}{\Delta\lambda/\lambda} \frac{g_l}{g_u} \mathcal{L}_x(\nu) \quad (2.15)$$

Der Index x dient zur Bezeichnung spezifischer Linienformen.

Bei den für Röntgenlaser typischen Plasmabedingungen ist Doppler-Verbreiterung der dominante Verbreiterungsmechanismus. Die thermische Bewegung der Ionen führt zu einer zufälligen Doppler-Verschiebung der individuellen Übergangsenergien und damit entsprechend der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung zu einer Gauss-förmigen Linienformfunktion:

$$\mathcal{L}_d(\nu) = \left(\frac{4 \ln 2}{\pi} \right) \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_c}{\Delta\lambda_d} \right)^2 \right] \quad (2.16)$$

Auf der Linienmitte λ_c gilt $\mathcal{L}_d(\lambda_c) = 0,94$. Gl. 2.13 ist daher eine gute Näherung für den Wirkungsquerschnitt auf der Linienmitte. Die Dopplerbreite λ_d für Ionen der Masse M bei einer Temperatur T_i

$$\frac{\Delta\lambda_d}{\lambda_d} = \frac{2(2 \ln 2)^{1/2}}{c} \left(\frac{kT_i}{M} \right)^{1/2} \quad (2.17)$$

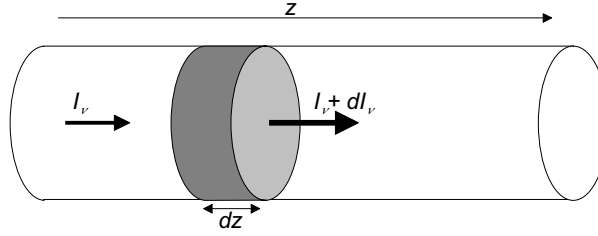


Abbildung 2.2: Verstärkte spontane Emission (ASE) entlang eines Zylinder-förmigen Plasmas.

ist z.B. für ein Plasma aus Silberatomen ($M \approx 108 u$) bei einer Temperatur von 50 eV ungefähr $\Delta\lambda/\lambda \approx 5 \times 10^{-5}$.

2.3 ASE in Verstärkungsmedien mit hohem Aspektverhältnis

Die Realisierung eines Laserresonators für XRL ist bisher nicht gelungen. Spiegel für diesen Wellenlängenbereich weisen deutlich geringere Reflektivitäten auf als solche für sichtbares und infrarotes Licht, zudem verkürzt sich ihre Lebensdauer bei Verwendung eines Festkörperplasmas als Verstärkungsmedium durch Verunreinigungen („Debris“) vom Target. Und schließlich ist die Anzahl der Umläufe auf Grund der kurzen Lebensdauer der Verstärkung bzw. des Verstärkungsmediums (typisch ≈ 1 ns) begrenzt. Stattdessen sind XRL in der Regel sogenannte „Superstrahler“: die inhärente spontane Emission des Verstärkungsmediums wird in einem einmaligen Durchlauf durch das Plasma verstärkt.

In ASE-Systemen ist die zu verstärkende Intensität keine von außen vorgegebene Größe $I_\nu(0)$, wie in Gl. 2.9 angenommen, sondern ist vielmehr die gesamte spontane Emission entlang der Länge des Verstärkungsmediums. Mit der spontanen Emission

$$j(\nu) = N_u h \nu A_{ul} \quad (2.18)$$

wird die Strahlungstransfergleichung 2.8 zu

$$\frac{dI_\nu}{dz} = g(\nu) I_\nu + j(\nu) \quad (2.19)$$

Durch Integration über die Gesamtlänge l des Mediums erhält man die Gesamtintensität zu

$$I_\nu = \frac{j(\nu)}{g(\nu)} (\exp(g(\nu)l) - 1). \quad (2.20)$$

Das „gain-length“-Produkt gl wird oft als Maß für die erzielte Verstärkung benutzt. Für $gl = 10$ sind etwa 90% der Ausgangsintensität verstärkte spontane Emission von 10% der Länge am gegenüberliegenden Ende des Mediums.

2.3.1 Bestimmung des Verstärkungskoeffizienten

Der Verstärkungskoeffizient lässt sich anhand des Intensitätszuwachses mit zunehmender Länge l des Mediums bestimmen. Gl. 2.20 gibt die Intensität bei einer Wellenlänge an. Wird

wie oft im Experiment der Fall die Intensität nicht spektral aufgelöst, so muss die Frequenzabhängigkeit von spontaner Emission und Verstärkung durch Verwendung der Linienformfunktion $\mathcal{L}(\nu)$ berücksichtigt werden und über den Frequenzbereich nicht-verschwindender Intensität integriert werden. Für ein schmales Linienprofil kann das Ergebnis analytisch angenähert werden durch ([46])

$$I = \frac{\epsilon}{g} \frac{(\exp(gl) - 1)^{3/2}}{(gl \exp(gl))^{1/2}}. \quad (2.21)$$

Gl. 2.21 ist als „Linford-Formel“ bekannt und wird allgemein verwendet, um den Verstärkungskoeffizienten eines ASE-Lasers aus der gemessenen Variation der spektral integrierten Intensität mit der Verstärkerlänge zu bestimmen.

2.3.2 Verstärkungssättigung

Die Entwicklung der Intensität entlang des Verstärkungsmediums war für den Bereich der Kleinsignalverstärkung hergeleitet. Hier ist die Intensität so gering, dass die stimulierte Emission nicht wesentlich die Besetzungsinversion und damit den Verstärkungsfaktor ändert. Verstärkungssättigung beginnt, wenn die Intensität so hoch ist, dass die Rate der stimulierten Emission vergleichbar wird der Summe der Raten anderer Prozesse, die das obere Laserniveau entleeren:

$$\frac{I}{h\nu} \sigma \approx r A_{ul} \quad (2.22)$$

wobei $r > 1$ Strahlungs- und Stoßprozesse zusätzlich zur spontanen Emission $u \rightarrow l$ berücksichtigt. Für die genaue Bestimmung von r muss die Niveaustuktur des betrachteten Ions mit Übergangsraten und Stoßquerschnitten sowie die Plasmamaparameter Dichte und Temperatur bekannt sein. Ein typischer Wert ist $r \approx 10$. Damit sowie mit Gl. 2.11 kann die Sättigungsintensität abgeschätzt werden zu

$$I_{\text{sat}} = \frac{h\nu r A_{ul}}{\sigma} = \frac{8\pi h c^2 r \Delta\lambda/\lambda}{\lambda^4} \quad (2.23)$$

(siehe auch z.B. [47]). Für eine Wellenlänge von $\lambda = 13,9 \text{ nm}$ ergibt sich eine Sättigungsintensität von $I_{\text{sat}} \approx 2 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$.

Je nach Schema und Plasmabedingungen setzt Verstärkungssättigung in Single-Pass ASE-Systemen ab etwa $gl \approx 10 \dots 20$ ein [48]. Das Erreichen der Verstärkungssättigung ist für Anwendungen von hoher Bedeutung. Da die Besetzungsinversion wesentlich durch die verstärkte Strahlung selbst abgebaut wird, wird die in der Inversion gespeicherte Energie mit der höchstmöglichen Effizienz ausgenutzt. Durch die mit dem Abbau der Inversion einhergehende Reduzierung des Verstärkungsfaktors geht der für die Kleinsignalverstärkung typische exponentielle Intensitätsanstieg in einen linearen Anstieg über. Diese Intensitäts-abhängige Dämpfung reduziert die Puls-zu-Puls-Schwankungen des Röntgenlasers.

2.4 Limitierungen durch Brechung an Dichtegradienten

Da die Intensität stark mit gl anwächst, scheint es zunächst naheliegend, die Länge des Verstärkungsmediums immer weiter zu vergrößern, um höhere Intensitäten und Sättigung zu erreichen. Dieser Möglichkeit sind allerdings enge Grenzen gesetzt. Die ortsabhängige

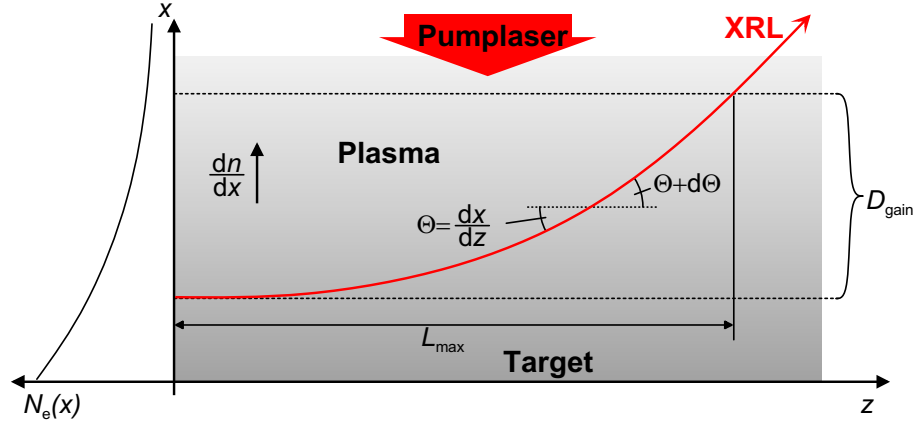


Abbildung 2.3: Brechung eines Strahls an den Dichtegradienten im Laserplasma.

Elektronendichte $N_e(r)$ in einem Plasma erzeugt einen Brechungsindex

$$n(r) = \sqrt{1 - \frac{N_e(r)}{N_c}}, \quad (2.24)$$

wobei N_c die kritische Dichte des Plasmas bei der Wellenlänge λ nach Gl. 2.1 ist. Die für Röntgenlaser typischen Plasmen mit kleinen transversalen Abmessungen und zugleich hohen Elektronendichten besitzen notwendigerweise große Elektronendichtegradienten, durch welche die entlang der Verstärkungszone propagierende Laserstrahlung gebrochen wird und schließlich die Verstärkungszone vorzeitig verlässt. Ein Strahl unter einem kleinen Winkel $\Theta = dx/dz$ zu einer Ebene konstanter Dichte (Abb. 2.3) wird nach dem Snellius'schen Brechungsgesetz um

$$\frac{d\Theta}{dz} = \frac{dn}{dz} \cdot \frac{1}{2n\Theta} \approx \frac{1}{2} \frac{dn}{dx}, \quad (2.25)$$

gebrochen, wobei $n \approx 1$ verwendet wurde, da in der Verstärkungszone von Röntgenlasern $N_e \ll N_c$ ist. Mit dieser Näherung und Gl. 2.24 wird der Brechungsindexgradient

$$\frac{dn}{dx} \approx -\frac{1}{2N_c} \cdot \frac{dN_e(x)}{dx}. \quad (2.26)$$

Zur Abschätzung der Dichtegradienten werden die in [49] hergeleiteten Ähnlichkeitslösungen für die Dichte, Skalenlänge und Temperatur eines laserproduzierten Festkörperplasmas bei den für XRL typischen Bedingungen verwendet. Diese ergeben sich aus der Lösung der eindimensionalen idealen hydrodynamischen Gleichungen unter Annahme der homogenen Expansion des Plasmas. Mit dem verwendeten Modell ergibt sich eine exponentiell abfallende Dichteverteilung $N_e(x) = N_0 \exp(-x/L)$. Das Skalenverhalten der Anfangsdichte ist

$$N_0 = 1,420 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} I^{11/54} A^{4/27} \lambda^{-5/9} \Lambda^{-2/54} t^{-14/27} \quad (2.27)$$

und der Skalenlänge L , auf der $N_e(x)$ auf $1/e$ abfällt

$$L = 2,165 \times 10^{-3} \mu\text{m} I^{10/27} A^{-2/27} \lambda^{4/9} \Lambda^{4/27} t^{31/27}. \quad (2.28)$$

Darin ist I die Intensität des Pumplaserpulses in W/cm^2 , λ die Wellenlänge in μm und t die Pulsdauer in ns, sowie A die Massenzahl des Targetmaterials und Λ der Coulomb-Logarithmus.

Um die maximale Länge L_{\max} zu berechnen, nach welcher ein entlang des Plasmas propagierender Strahl die Verstärkungsregion verlässt, wird zur Vereinfachung der Dichtegradient in erster Näherung als über die Verstärkungsregion konstant angenommen zu $dN_e(x)/dx = N_0/L$. Durch zweimalige Integration von Gl. 2.25 erhält man eine parabolische Strahltrajektorie:

$$x(z) = \frac{1}{8N_c} \frac{N_0}{L} z^2 + \Theta_0 \cdot z + z_0 \quad (2.29)$$

Mit $\Theta_0 = z_0 = 0$ und der Breite der Verstärkungsregion D_{gain} ergibt sich L_{\max} aus $x(L_{\max}) = D_{\text{gain}}$ zu

$$L_{\max} = \sqrt{\frac{8N_c L D_{\text{gain}}}{N_0}}. \quad (2.30)$$

Eine Herleitung von L_{\max} für ein exponentielles Dichteprofil ist in [50] zu finden.

Gleichung 2.30 stellt eine schwerwiegende Begrenzung der maximal sinnvollen Verstärkungslänge dar. Insbesondere bei den hocheffizienten transienten XRL (Abschnitt 2.5.2) ist die Brechung an Elektronendichtegradienten nach wie vor das größte Hindernis bei der Erreichung größerer Verstärkungs-Längen-Produkte und Pulsenergien. Verschiedene Ansätze werden verfolgt, um die Brechungseffekte zu verringern oder teilweise zu kompensieren. Ein Durchbruch war die Einführung der Vorpulstechnik [51] zur Verringerung der Dichtegradienten durch die Expansion des Vorplasmas. Weitere Ansätze zur Kompensation der Brechungseffekte sind z.B. der Einsatz gekrümmter Targets [52] oder eines Injector-Amplifier-Designs [53, 54].

In dieser Arbeit wurde der Einfluss der Brechung durch Dichtegradienten in einem Experiment bei Variation der Vorpulsparameter genauer untersucht (Kap. 5), da sie gleichzeitig eine Limitierung für die Fokussierbarkeit des XRL darstellt. Bei der verwendeten Vorpulsintensität von etwa $2 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ ergeben sich mit Gl. 2.27 und Gl. 2.28 Werte von $L_{\max} = 7,5 \text{ mm}$ und $L_{\max} = 3 \text{ mm}$ für $t = 750 \text{ ps}$ bzw. $t = 250 \text{ ps}$. Die experimentellen Ergebnisse bestätigen das einfache Modell erstaunlich gut und helfen, den Parameterbereich für eine gute Kollimierbarkeit und gleichzeitig effiziente Energieextraktion des XRL einzugrenzen.

2.5 Erzeugung der Besetzungsinversion

Lichtverstärkung setzt die Existenz einer Besetzungsinversion voraus. Zur Erzeugung dieses Nicht-Gleichgewichtszustandes für Übergänge im weichen Röntgenbereich wurde eine Vielzahl verschiedener Pumpschemata vorgeschlagen und zum Teil sehr erfolgreich demonstriert. Ein Überblick ist in [55] bzw. [33] gegeben. Im Folgenden soll hier nur auf das Schema der Elektronenstoß-angeregten Röntgenlaser eingegangen werden.

2.5.1 Quasistationäre Elektronenstoßanregung

Die Erzeugung von Besetzungsinversion in XUV-Übergängen durch Elektronenstoßanregung führte 1985 zur ersten Demonstration von Lasertätigkeit im XUV-Bereich in Neon-ähnlichem Selen [24] (kurz darauf gefolgt von einem Rekombinations-gepumpten Röntgenlaser [25]) und ist seitdem das erfolgreichste Pumpschema für Röntgenlaser hoher Pulsenergie. In der Regel sind die laseraktiven Ionen Neon- oder Nickel-ähnliche Ionen, da diese durch ihre abgeschlossene Elektronenschale ($2p^6$ bzw. $3d^{10}$) eine höhere Ionisierungsenergie besitzen und damit über weite Temperatur- und Dichtebereiche existieren können. Die Niveauschemata sind in

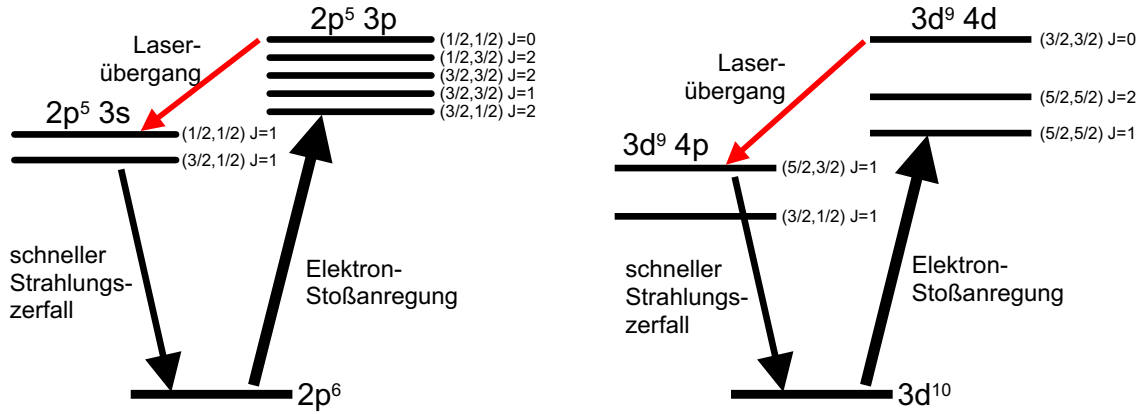


Abbildung 2.4: Termschema Neon- bzw. Nickel-ähnlicher Ionen. Erklärung im Text.

Abb. 2.4 gezeigt. Die Laserübergänge sind der $3p \rightarrow 3s$ -Übergang in Neon-ähnlichen bzw. der $4d \rightarrow 4p$ -Übergang in Nickel-ähnlichen Ionen. Durch Stöße mit freien Elektronen des Plasmas werden gebundene Elektronen in die $n = 3$ bzw. $n = 4$ -Schale angeregt. Der $3p$ - bzw. $4d$ -Zustand ist metastabil gegenüber dem Grundzustand (Auswahlregeln), während der $3s$ - bzw. $4p$ -Zustand sehr schnell strahlend über den Dipol-erlaubten Übergang zum Grundzustand zerfällt. So bildet sich auf Grund der stark unterschiedlichen Strahlungszfallsraten eine quasi-stationäre Besetzungsinversion.

Elektronenstoßangeregte XRL wurden mit den verschiedensten Targetmaterialien von Neon-ähnlichem Argon (Wellenlänge 46 nm) bis zu Nickel-ähnlichem Gold (3,7 nm) realisiert [33]. Zur Erzeugung und Aufheizung des XRL-Plasmas werden vorwiegend Hochenergie-/Hoch-

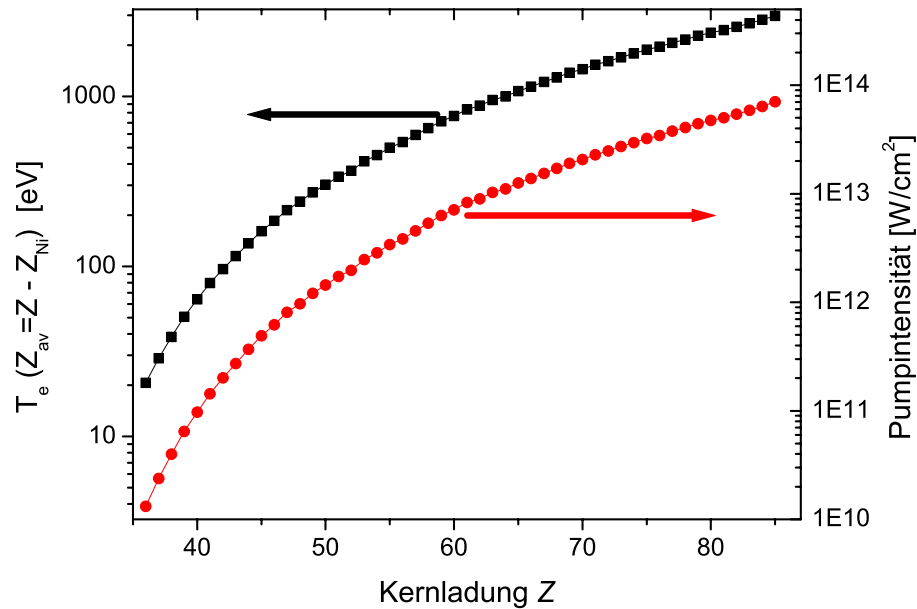


Abbildung 2.5: Erforderliche Temperatur zur optimalen Erzeugung Nickel-ähnlicher Ionen, und die benötigte Intensität des Pumplasers.

leistungslaser verwendet (eine Ausnahme bilden Kapillarentladungs-gepumpte XRL, welche bisher allerdings nur für Neon-ähnliches Argon mit einer Emissionswellenlänge bei 46 nm demonstriert wurden [56]). Mit einer speziellen Fokussieroptik wird der Laserpuls zu einem nur etwa 100 μm breiten Linienfokus von einigen Zentimetern Länge auf ein Festkörpertarget fokussiert und erzeugt durch Ablation und Heizung durch inverse Bremsstrahlung ein heißes dichtes Plasma. Der mittlere Ionisationsgrad eines Plasmas der Temperatur T_e kann abgeschätzt werden durch [57]

$$Z \approx 2/3[A T_e(\text{eV})]^{1/3} \quad (2.31)$$

(A = Massenzahl). Um den nötigen Ionisationsgrad der Ionen (für Nickel-ähnliche Ionen $Z = 28$) zu erreichen, sind daher je nach Element Temperaturen zwischen einigen 10 bis 1000 eV erforderlich (siehe Abb. 2.5). Die dafür benötigten Pumplaser-Intensitäten liegen nach dem einfachen Modell in [49] zwischen 10^{10} und $10^{14} \text{W}/\text{cm}^2$. Bei Laserpulsdauern von 0,5...1 ns werden daher einige hundert Joule an Laserpulsenergie benötigt und Verstärkungsfaktoren in der Größenordnung von einigen cm^{-1} erreicht.

2.5.2 Transiente Elektronenstoßanregung

Auf Grund der hohen erforderlichen Laserpulsenergien ist die Erforschung und Verwendung quasistationärer Elektronenstoß-gepumpter XRL auf wenige Labors mit großen Lasersystemen beschränkt. Für eine weitere Verbreitung von XRL müssen die Anforderungen an den Pumplaser drastisch gesenkt werden.

Ein wichtiger Schritt in diese Richtung war die Entwicklung des transienten Pumpschemas [58]. Die Anregung der Neon- bzw. Nickel-ähnlichen Ionen aus dem Grundzustand in das obere Laserniveau erfolgt vorwiegend durch Elektronenstöße. Die Elektronenstoß-Anregungsrate für den Übergang der Energie ΔE

$$\langle \sigma v \rangle \propto \frac{N_e}{\sqrt{kT}} e^{-\frac{\Delta E}{kT_e}} \quad (2.32)$$

steigt zunächst sehr stark mit der Elektronentemperatur T_e und erreicht ihr Maximum etwa bei $T_e \approx 2\Delta E$. Die Übergangsenergien für Nickel-ähnliche Ionen sind z.B. in [59] tabelliert. Bei diesen hohen Temperaturen ist allerdings keine signifikante Population Neon- bzw. Nickel-ähnlicher Ionen mehr möglich, die lasende Spezies wird also überionisiert (siehe Abb. 2.6). Der Trick ist nun, die Elektronen in sehr kurzer Zeit auf die erforderliche hohe Temperatur zu erhitzen, kürzer als die typische Zeitskala, in welcher sich ein neues Ionisationsgleichgewicht einstellt. Beim transienten Pumpschema wird also die Erzeugung des Plasmas und das Aufheizen in zwei getrennte Schritte unterteilt (Abb. 2.7). Wie beim quasistationären XRL erzeugt zunächst ein längerer ($\approx \text{ns}$) Vorpuls ein linienförmiges Plasma, wobei durch die Optimierung von Pulsenergie und Abstand zum Hauptpuls eine möglichst hohe Population Neon- bzw. Nickel-ähnlicher Ionen erreicht wird. Dem Vorpuls folgt ein kurzer ($\approx \text{ps}$) hochintensiver Hauptpuls von typischerweise $10^{15} \text{W}/\text{cm}^2$, der die Elektronen auf $kT_e \approx 1 \text{keV}$ aufheizt. Auf Grund der hohen Anregungsraten wird eine im Vergleich zu QSS-gepumpten XRL um zwei Größenordnungen höhere Kleinsignalverstärkung von über 100cm^{-1} vorhergesagt (z.B. [60, 61]). Die gemessene Kleinsignalverstärkung bei transienten XRL liegt mit $g_0 \approx 30...50 \text{cm}^{-1}$ jedoch deutlich unter diesen Werten. Als Grund dafür werden wieder Brechungseffekte angesehen, welche die effektive Verweildauer der Photonen in der Region hoher Verstärkung reduzieren. Daher werden bei transient gepumpten XRL meist nur Targetlängen bis etwa 10 mm eingesetzt.

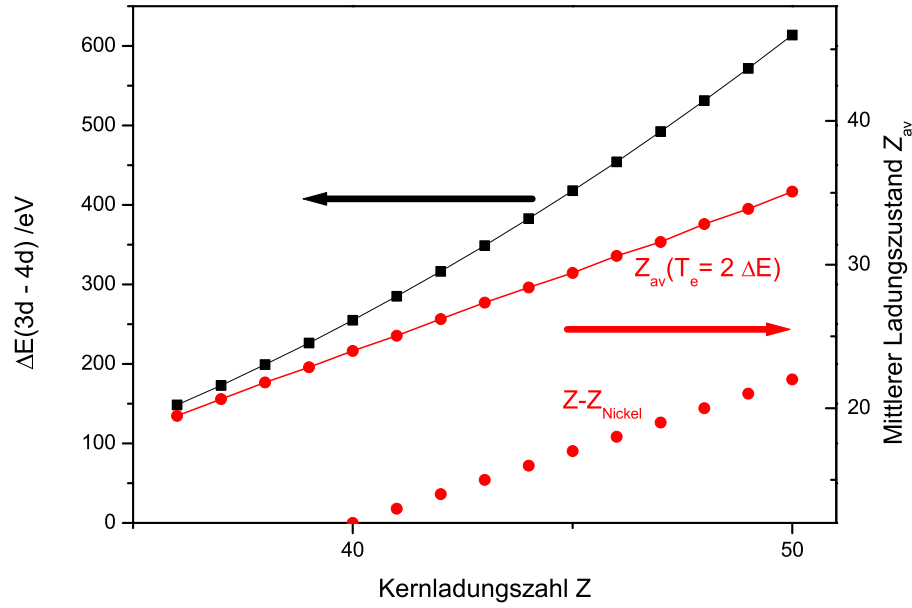


Abbildung 2.6: 3d-4d – Übergangsenergie ΔE in Nickel-ähnlichen Ionen. Bei der für eine hohe Anregungsrate optimalen Temperatur $T_e \approx 2\Delta E$ liegt der mittlere Ionisationszustand weit über dem Nickel-ähnlicher Ionen.

Das transiente Pumpschema wurde erstmals von Nickles *et al.* demonstriert [62] und seitdem in zahlreichen Labors realisiert. Verstärkungsättigung wurde für eine Reihe verschiedener Targetmaterialien erreicht, bei Pumpenergien von nur etwa 5 J im Hauptpuls [26]. Die erforderlichen Pumpplaser geben bereits einen Schuss in wenigen Minuten ab und eine weitere Erhöhung der Repetitionsrate auf 0,1-1 Hz in den nächsten Jahren ist abzusehen.

Wanderwellenanregung Die mit dem transienten Pumpschema erzeugte Besetzungsinversion ist kurzlebig (transient) und wird durch die Überionisation der lasenden Ionen beendet [61]. So beträgt die Verstärkungslbensdauer beim Nickel-ähnlichen Silber XRL nur etwa 8 ps [63] und ist damit kürzer als die Zeit, welche die XRL-Photonen für ihren Weg entlang des Verstärkungsmediums benötigen. Bereits nach einer Strecke von $c \cdot 8 \text{ ps} \approx 3 \text{ mm}$ sieht die XRL-Strahlung eine deutlich geringere Verstärkung. Für längere Targets muss die Verstärkungszone daher mit dem sich aufbauenden XRL-Puls mitlaufen. Dies kann erreicht werden, indem die im Linienfokus ankommende Pulsfront gegenüber der Ausbreitungsrichtung verkippt wird. Dadurch wandert der Ort der Energiedeposition entlang des Linienfokus. Nur mit dieser „Wanderwellenanregung“ (travelling wave (TW) excitation) ist die optimale Ausnutzung der hohen Verstärkung des transienten Pumpschemas möglich.

Für eine gute Geschwindigkeitsanpassung und damit maximale Ausnutzung der erzeugten Besetzungsinversion sollte der akkumulierte Zeitunterschied zwischen Verstärkungsmaximum (welches mit der Wanderwelle mitläuft) und dem ASE-Puls am Ende des Linienfokus nicht größer als die Lebensdauer der Verstärkung sein. Ist die Geschwindigkeit des ASE-Pulses gleich der Lichtgeschwindigkeit c und die der Wanderwelle gleich $(1 + a) \cdot c$, so trifft der ASE-Puls am Ende des Target der Länge L_{target} mit einer Zeitverzögerung von

$$\Delta t = \frac{a}{1 + a} \frac{L_{\text{target}}}{c} \quad (2.33)$$

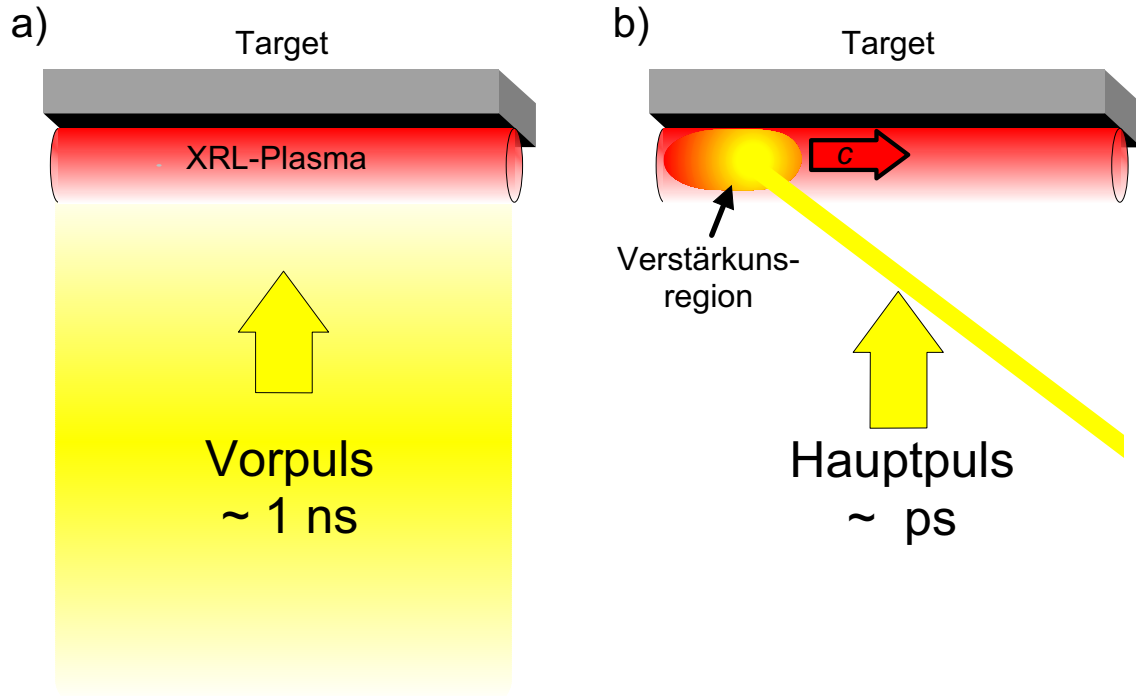


Abbildung 2.7: Schema des transient gepumpten Röntgenlaser: a) Wie bei den quasistationären Laser-gepumpten Röntgenlasern wird auch beim transient gepumpten Röntgenlaser zunächst ein Vorplasma erzeugt. b) Der darauf folgende kurze hochintensive Hauptpuls heizt dieses schnell auf und erzeugt eine kurzlebige (transiente) Besetzungsinversion. Durch Wanderwellenanregung läuft die geheizte Region mit der verstärkten spontanen Emission mit.

ein. Mit der Verstärkungslebensdauer t_{gain} folgt aus der Forderung, dass $\Delta t < t_{\text{gain}}$ eine obere Grenze für die relative Geschwindigkeitsabweichung von

$$a < \frac{t_{\text{gain}}}{L_{\text{target}}/c - t_{\text{gain}}} \quad (2.34)$$

Nimmt man als Beispiel eine typische Verstärkungslebensdauer von 8 ps bei einer Targetlänge von 10 mm an, so darf die Wanderwelle nicht mehr als 30% schneller als die Lichtgeschwindigkeit sein.

Die in dieser Arbeit entwickelte neuartige Fokussieranordnung besitzt eine intrinsische Wanderwellengeschwindigkeit von etwa $1,4c$, die bereits nahezu optimal angepasst ist und nur eine geringe zusätzliche Abbremsung benötigt.

2.6 Andere XUV-Quellen

2.6.1 Freie-Elektronen-Laser

Synchrotronstrahlung, die bei der Zentripetalbeschleunigung relativistischer Elektronen (oder Positronen) emittiert wird, deckt den Spektralbereich vom Sichtbaren bis in den harten Röntgenbereich ab. Die Entwicklung von Speicherringen zur dedizierten Erzeugung von Synchrotronstrahlung mit speziellen Magnetstrukturen (Wiggler, Undulatoren) führte zu der dritten

Generation von Synchrotronquellen und über die letzten 40 Jahre zu einer Steigerung der Photonflüsse um 10 Größenordnungen mit unzähligen Anwendungen auf den verschiedensten Gebieten. Die von Synchrotrons emittierte Strahlung basiert auf inkohärenter, spontaner Emission, so dass die Strahlungsleistung linear mit der Anzahl der Elektronen skaliert. Die Idee des Freie-Elektron-Lasers (FEL) basiert wie beim Plasma-Röntgenlaser auf dem Prinzip der verstärkten spontanen Emission (Self Amplified Spontaneous Emission, SASE). Ein Elektronenstrahl mit hohem Spitzenstrom, niedriger Emittanz und Energieunschärfe durchquert eine Undulator-Struktur, wobei sich durch spontane Emission ein zunächst inkohärentes Strahlungsfeld der Wellenlänge

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \quad (2.35)$$

aufbaut. Dabei ist λ_u die Periodenlänge des Undulators und $\gamma = E_e/mc^2$ der relativistische Faktor der Elektronen. Durch die Wechselwirkung der Elektronen mit diesem Strahlungsfeld entsteht im Elektronenstrahl eine periodische Dichtemodulation („micro bunching“), so dass immer mehr Elektronen in Phase emittieren. Die Modulationstiefe der Dichteverteilung wächst dadurch weiter an, so dass die Strahlungsintensität exponentiell mit der Undulatorlänge ansteigt, bis Sättigungseffekte eintreten. Durch die kohärente Emission der Elektronen skaliert die Strahlungsleistung mit dem Quadrat der Anzahl der Elektronen, so dass eine Steigerung der Photonflüsse um weitere 8 Größenordnung im Vergleich zur heute verfügbaren Synchrotronstrahlung erwartet wird.

Ein derzeit im Bau befindlicher SASE FEL für den XUV-Spektralbereich entsteht an der TESLA Test Facility (TTF) am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg. Mit einer Elektronenenergie von bis zu einem GeV werden ab Ende 2004 Wellenlängen von bis zu 6 nm erreicht werden [64]. Durch Variation der Elektronenenergie kann nach Gl. 2.35 die Emissionswellenlänge kontinuierlich durchgestimmt werden. Zum Erreichen von Sättigung wird ein etwa 30 m langer Undulator eingesetzt. Bei einer Repetitionsrate von 10 Hz und einer Durchschnittsleistung von 40 Watt wird die Spitzenbrillanz bei über 10^{30} Photonen/(s · mm · mrad · 0,1% Bandbreite) liegen. Die kurze Pulsdauer von 200 fs ermöglicht Experimente mit deutlich besserer Zeitauflösung als bei herkömmlichen Synchrotrons. Die Bandbreite liegt bei $\Delta\lambda/\lambda \approx 0,36\%$.

2.6.2 Inkohärente Plasmaemission

Heiße Plasmen emittieren inkohärente elektromagnetische Strahlung bis in den mittleren Röntgenbereich. Die Emission lässt sich über die Schwarzkörperstrahlung abschätzen. Soll das Strahlungsmaximum bei ca. 10 nm liegen, muss das Plasma etwa 220000 K (20 eV) heiß sein. Diese Plasmatemperatur lässt sich sowohl durch elektrische als auch Laseranregung von Materie erreichen. Bei der elektrischen Anregung wird das Plasma durch einen hohen Entladungsstrom von einigen 10 kA erzeugt, wobei der sog. „Pinch-Effekt“ das Plasma auf die erforderliche Dichte komprimiert und aufheizt. Bei der Laseranregung wird ein Laserpuls auf ein Target fokussiert und das so erzeugte Plasma mit typischen Intensitäten von 10^{13} W/cm² aufgeheizt. So wurden Konversionseffizienzen von über einem Prozent erreicht (z.B. [65]), wobei sich die Angaben auf die Emission in einen Raumwinkel von 2π sr und 2,2 % Bandbreite beziehen.

Die Emission ist ungerichtet und wird in den gesamten Raumwinkel abgestrahlt. Je nach elektronischer Struktur der Plasmaionen dominiert Linienemission das Spektrum (bei leichteren Gasen), bzw. ist die Emission quasikontinuierlich (z.B. Xenon, Metalle). Bei Linienspektren

ist der hauptsächliche Verbreiterungsmechanismus die Stark-Verbreiterung. Die Emissionsbandbreiten hängen daher stark von der Dichte des Plasmas und damit von der Pulsdauer des Pumpasers ab. Es wurden Werte zwischen $\Delta\lambda/\lambda = 5 \cdot 10^{-3} \dots 5 \cdot 10^{-4}$ gemessen [66, 67]. Plasmaquellen sind kompakte, robuste XUV-Lichtquellen mit einem hohen Anwendungspotential. Von großer wirtschaftlicher Bedeutung ist der Einsatz als Lichtquellen für die EUV-Lithographie. Der ungebrochene Trend der Miniaturisierung in der Halbleiterindustrie verlangt nach immer kleineren Strukturbreiten. Mit Lithographie bei 248 nm Wellenlänge werden derzeit Strukturbreiten von 130 nm erreicht. Mit Einführung der 157 nm Lithographie (F₂-Laser) in den nächsten Jahren wird jedoch die Grenze Eximerlaser-basierter, lichtoptischer Konzepte erreicht sein. Lithographie mit XUV-Strahlung ist nach der „Roadmap“ der Halbleiterhersteller die Technologie der Wahl für die Chipherstellung ab 2007. Bei einer Wellenlänge von 13 nm lassen sich Spiegel aus Molybdän-Silizium-Schichtsystemen mit Reflektivitäten von bis zu 70 % herstellen. Daher werden zur Zeit große Anstrengungen unternommen, effiziente XUV-Quellen hoher Leistung für diesen Wellenlängenbereich zu entwickeln, und Plasma-Quellen sind die aussichtsreichsten Kandidaten [68].

2.6.3 Generation hoher Harmonischer

Eine attraktive Möglichkeit zur Erzeugung von Licht im UV- und XUV-Spektralbereich ist die Erzeugung hoher Harmonischer („High Harmonic Generation“, HHG). Bei der HHG wird ein linearpolarisierter, hochintensiver, kurzer Laserpuls in ein Gas fokussiert, so dass durch nichtlineare Wechselwirkung mit den Gasatomen ungerade Vielfache („Harmonische“) der Laserfrequenz entstehen ([69, 70]). Die der Entstehung hoher Harmonischer zugrundeliegende Physik kann anschaulich als ein Dreistufen-Prozess in einem semiklassischen Modell erklärt werden ([71, 72]), welches auch durch eine rein quantenmechanische Behandlung ([73]) bestätigt wird. Im starken (und langsam variierenden) Feld des Lasers wird das Coulomb-Potential eines Atoms stark deformiert, so dass ein Elektron durch Tunnelionisation freigesetzt werden kann. Es wird daraufhin vom Laserfeld beschleunigt, wobei das Coulombfeld des verbleibenden Ions vernachlässigt werden kann. Nach einer Halbwelle ändert das Laserfeld sein Vorzeichen, und das Elektron wird wieder auf das Ion zu beschleunigt, so dass es zur Strahlungsrekombination kommen kann. Auf Grund der quasi-periodischen Wiederholung des Vorgangs im anregenden Laserfeld interferieren die dabei emittierten Photonen im Spektralbereich zu dem charakteristischen Frequenzkamm aus ganzzahligen ungeraden Vielfachen der Grundfrequenz des Lasers. Die Energie der emittierten Photonen ist die Summe des Ionisationspotentials I_p und der kinetischen Energie, die das Elektron durch die Beschleunigung im Laserfeld aufgenommen hat. Letztere kann nach der klassischen Mechanik maximal $3U_p$ betragen, wobei das sog. ponderomotive Potential $U_p = \frac{e^2 E^2}{4m\omega^2}$ der mittleren kinetischen Energie eines frei im Laserfeld E der Frequenz ω oszillierenden Elektrons entspricht. Dies erklärt das so genannte „cutoff“-Gesetz: die Harmonischen werden über einen weiten Spektralbereich („plateau“) mit nahezu konstanter Effizienz erzeugt, die dann bei der „cutoff“-Energie auf null abfällt. Insbesondere durch die rasante Entwicklung auf dem Gebiet der Ultra-Kurzpulslaser konnte das Spektrum der erzeugten hohen Harmonischen bis zu Photonenenergien von > 500 eV (entsprechend Harmonischer der Ordnungen > 300) ausgedehnt werden ([74, 75]). Ein entscheidender Aspekt um eine hohe Konversionseffizienz zu erzielen ist die korrekte Phasenanpassung, d.h. die Phasengeschwindigkeit des erzeugten harmonischen Feldes muss gleich der des anregenden Laserfeldes sein, damit die von den individuellen Atomen erzeugten Felder sich kohärent überlagern. Dies lässt sich durch ein

sorgfältiges Ausbalancieren der schwachen positiven atomaren Dispersion, der starken negativen Dispersion durch die freien Elektronen sowie bei freier Fokussierung räumlich variierender Phasen (Gouy-Phase, intensitätsabhängige Dipolphase) erreichen. Die so generierten hohen Harmonischen werden dann im Wesentlichen nur noch durch die atomare Absorption im Gas limitiert ([76, 77]). Ein neuer Ansatz ist die Realisierung der sog. „Quasi-Phasenanpassung“ ([78]). Hier wird der Laser in einer Glaskapillare mit periodisch variierendem Innendurchmesser geführt ([79]), so dass durch die periodisch variierende Laserintensität in der Kapillare eine Phasenfehlانpassung immer wieder rückgängig gemacht wird. Dadurch wird es möglich, in Parameterbereichen (Drücken, Ionisationsgraden) zu arbeiten, in denen Phasenanpassung eigentlich nicht mehr gegeben ist.

Hohe Harmonische besitzen eine außerordentlich hohe Strahlqualität und volle räumliche Kohärenz [80]. Dies ermöglicht Mikroskopie und Holographie auf der Nanometerskala. Die Konversionseffizienz (Energie in einer Harmonischen/Pumpenergie) bei der Erzeugung hoher Harmonischer liegt typischerweise bei 10^{-5} bis 10^{-7} [81]. Da die höchsten Konversionseffizienzen in der Regel mit ultrakurzen und daher breitbandigen Laserpulsen erzeugt werden, weisen auch die hohen Harmonischen keine äußerst schmale Bandbreite auf. Die Pulse sind entsprechend dem Pumplaser sehr kurz und besitzen nach theoretischen Vorhersagen eine periodische Substruktur von Pulsen im Attosekunden-Bereich [82]. Dies könnte es ermöglichen, nicht nur Molekülschwingungen, sondern auch chemische Reaktionen oder sogar die Bewegung der Elektronen in Atomen zeitaufgelöst zu verfolgen.

Kapitel 3

Design und Aufbau eines Röntgenlasers an der GSI

Für die in Kapitel 1 beschriebenen Spektroskopie-Experimente wurde im Rahmen dieser Arbeit an der GSI ein Röntgenlaser entworfen und aufgebaut. Der Aufbau ist dabei an die speziellen Gegebenheiten des an der GSI verfügbaren Pumplasers angepasst. In diesem Kapitel wird daher zunächst ein kurzer Überblick über das Hochenergie/Hochintensitäts-Lasersystem PHELIX der GSI gegeben. Der im Anschluss beschriebene Aufbau umfasst einen eigens für den Röntgenlaser gebauten Vakuum-Pulskompressor, eine neuartige Fokussieranordnung zur Generierung des Kurzpuls-Linienfokus, Vorrichtungen zur Targetmanipulation und Fokusvermessung sowie Diagnostik zur Charakterisierung der Plasma- und Laseremission.

3.1 Das Lasersystem PHELIX

Mit dem PHELIX-Laser (PHELIX= Petawatt HochEnergie-Laser für SchwerIonen EXperimente) wird an der GSI ein Hochenergie/Hochintensitäts-Lasersystem aufgebaut [83]. Dieses soll im Hochenergie-Modus Laserpulse mit Energien bis zu mehreren kJ bei Dauern von 1-20 ns liefern, im Hochintensitäts-Modus Pulse von etwa 0,5 ps Dauer und Momentanleistungen bis über 1 PW. In Kombination mit den intensiven Schwerionenstrahlen der GSI Beschleunigeranlage entstehen so neue, weltweit einzigartige experimentelle Möglichkeiten im Bereich der Physik dichter Plasmen, der Trägheitsfusionsforschung wie auch der Atomphysik starker Felder. Auch die Röntgenlaserspektroskopie am Speicherring ist eines der erst durch die Kombination beider Anlagen möglichen Experimente.

Das PHELIX-Lasersystem ist nach der für Hochenergie-Pulslaser typischen MOPA-Architektur (=Master Oszillator Power Amplifier) aufgebaut. Dabei erzeugt ein sog. Master-Oszillator niederenergetische Pulse von hoher räumlicher und zeitlicher Qualität. Diese werden in darauffolgenden Verstärkerstufen sukzessive bis zur gewünschten Endenergie verstärkt. Um dabei die Zerstörschwellen der Optiken nicht zu überschreiten, wird der Strahldurchmesser mit steigender Pulsenergie mit Hilfe von (Linsen-) Teleskopen vergrößert.

Das PHELIX-Lasersystem kann in drei Sektionen unterteilt werden, den Frontend-, Vorverstärker- und den Hauptverstärkerbereich (s. Abb. 3.1).

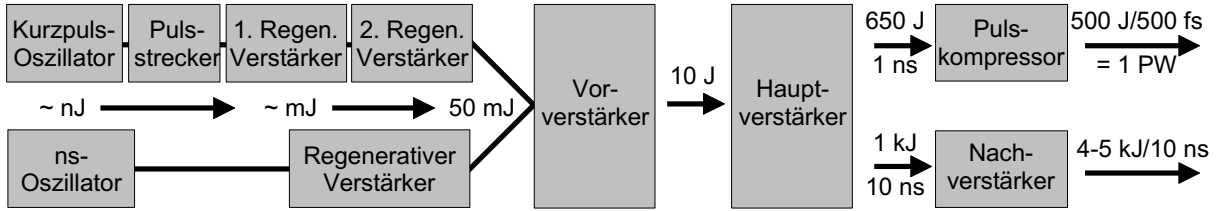


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des PHELIX-Lasersystems.

3.1.1 Die Frontends

Entsprechend den experimentellen Anforderungen an Pulse sehr unterschiedlicher Dauer von 0,5 ps bis zu 20 ns umfasst der Frontend-Bereich des PHELIX-Lasers zwei unabhängige Lasersysteme

Das Langpuls-Frontend Das Langpuls-Frontend des PHELIX-Lasers folgt einem Design von R. Wilcox [84] und wurde als Frontend-Oszillator für die National Ignition Facility [85] entwickelt. Der Oszillator, ein Dioden gepumpter Ytterbium dotierter Faseroszillator, erzeugt kontinuierliches Laserlicht mit einer Leistung von 15 mW. Mit einem akustooptischen Modulator werden aus diesem Pulse von 100 ns Pulsdauer herausgeschnitten und in einem doppelten Durchgang („double pass“) durch eine weitere ebenfalls Dioden gepumpte Ytterbium dotierte Faser nachverstärkt. In einer darauf folgenden Amplitudenmodulationseinheit, die über einen frei programmierbaren Pulsformgenerator mit einer Zeitauflösung von 100 ps angesteuert wird, kann der Puls je nach experimentellen Anforderungen zeitlich beliebig geformt werden. Durch Phasenmodulation werden dem Puls spektrale Seitenbänder aufmoduliert, die Stimulierte Brioullin Rückstreuung im Hauptverstärkersystem unterdrücken. Ein Fail-Safe-System überwacht diesen für die Sicherheit des Lasers kritischen Teil des Langpuls-Frontends. Bis hier basiert das System vollständig auf Fasertechnologie, was zu einem hohen Grad an Kompaktheit (der Aufbau findet in drei 19“-Einschüben Platz), Robustheit und Stabilität führt. Die Pulse werden abschließend in einem konventionellen regenerativen Ring-Verstärker mit zwei Blitzlampen gepumpten Nd:Glas-Verstärkern auf eine Pulsenergie von 50 mJ gebracht. Eine aktive Stabilisierung der Pulsenergie mit einem schnellen optisch getriggerten Halbleiterschalter (Auston-Switch) in Kombination mit einer Pockelszelle ist in naher Zukunft vorgesehen. Die maximal mögliche Pulsdauer ist durch den Umfang des Ring-Verstärkers auf etwa 25 ns limitiert. Mit dem außergewöhnlich großen Einstellbereich möglicher Pulsdauern sowie der Möglichkeit der frei programmierbaren Pulsformung ist das ns-Frontend sehr flexibel und verschiedenste Anforderungen an Pulsform und -dauer lassen sich erfüllen.

Das Kurzpuls-Frontend Im Kurzpuls-Frontend erzeugt ein Kerrlinsen-Modengekoppelter (KLM) Titan-Saphir-Oszillator Pulse mit einer Pulsdauer von 150 fs. Der Oszillator wird von einem Dioden gepumpten Nd:YVO₄-Laser gepumpt. In einem quasi-kontinuierlichen Modus bei einer Ausgangsleistung von 350 mW emittiert er einen Pulszug mit einer Wiederholrate von 76 MHz. Die Energie eines einzelnen Pulses beträgt damit etwa 4,4 nJ. Die Pulse werden in einer Gitter-Strecker-Anordnung (siehe Abschn. 3.2.2) auf etwa 2 ns Dauer gestreckt. Dadurch reduzieren sich die bei der nachfolgenden Verstärkung der Pulse auftretenden Intensitäten (CPA-Technik, siehe Kap. 3.2.1). Diese zeitliche Streckung kann in einer umgekehrten

Anordnung, dem Pulskompressor, wieder rückgängig gemacht werden. Anschließend werden aus dem Pulszug einzelne Pulse mit einer Wiederholrate von 10 Hz ausgeschnitten und in den ersten regenerativen Verstärker eingekoppelt.

Der erste regenerative Verstärker ist als linearer Resonator aufgebaut. Der Verstärker ist ein Titan-Saphir-Kristall von 25,4 mm Länge und einem Durchmesser von 6,4 mm, dessen Endflächen im Brewsterwinkel geschnitten sind. Der Kristall wird longitudinal von beiden Seiten mit Pulsen von je 200 mJ eines frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser (PL 8010 von Continuum) mit einer Wiederholrate von 10 Hz gepumpt. Dabei wird das nahezu flache Ausgangsstrahlprofil des Pump lasers mit je einer Linse ($f=+800\text{mm}$) in den Kristall abgebildet, verkleinert auf einen Durchmesser von etwa 2,3 mm. Der resultierende hohe Pumpenergiefluss von $3,2\text{J/cm}^2$ ist erforderlich, um bei einer Wellenlänge von 1054 nm, die dem Verstärkungsmaximum der nachfolgenden Nd:Glas-Verstärker entspricht, noch ausreichend Verstärkung zu erreichen (das Verstärkungsmaximum von Ti:Sa liegt um 800 nm). Durch Reflexion an der Kristallendfläche wird der Puls in den Resonator eingekoppelt. Eine Pockelszelle dreht die Polarisation des Strahls, so dass der Puls im Resonator bleibt. Nach einer festen Anzahl von etwa 140 Umläufen dreht eine zweite Pockelszelle die Polarisation erneut, und der Puls wird durch Reflexion an einem Dünnschichtpolarisator aus dem Resonator ausgekoppelt. So wird der Puls im ersten regenerativen Verstärker auf eine Energie von etwa 5 mJ verstärkt, was einer Gesamtverstärkung von 10^6 entspricht.

Um den Puls auf das Energielevel von 50 mJ zu bringen, bei dem er an den Vorverstärker übergeben werden kann, wird ein zweiter regenerativer Verstärker eingesetzt. Dieser ist als Ring-Resonator mit einem Umfang von 3 m aus Planspiegeln und einer einzigen bikonvexen Linse von 10 m Brennweite aufgebaut. Ein Galilei-Teleskop sorgt für die Anpassung der Strahlparameter der beiden regenerativen Verstärker. Dies führt zu einer höheren Einkoppeleffizienz (da sich der Mode im zweiten Verstärker nicht erst wieder neu herausbilden muss) und einer verbesserten Stabilität von Ausgangsenergie und Strahlage. Der Ti:Sa-Verstärkerkristall (Maße wie beim ersten Kristall) wird beidseitig mit je 250 mJ und 10 Hz Wiederholrate eines weiteren frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers (PL 9010 von Continuum) gepumpt. Auch hier wird das Pumpstrahlprofil verkleinert in den Kristall abgebildet, der Pumpenergiefluss entspricht dem im ersten regenerativen Verstärker. Der Puls kann mit einer einzigen Pockelszelle und einem Dünnschichtpolarisator in den Resonator ein- und wieder ausgekoppelt werden. Nach etwa 30 Umläufen hat der Puls die gewünschte Endenergie erreicht. Die beginnende Verstärkungssättigung reduziert Puls-zu-Puls-Schwankungen der Ausgangsenergie, gemessen wurden Pulsschwankungen mit einer Standardabweichung von nur etwa 2 %. Durch spektrale Einengung beträgt die Bandbreite der Pulse am Ausgang des Kurzpuls-Frontends nur noch etwa 8 nm. Das Strahlprofil ist gaußförmig, entsprechend dem TEM_{00} -Mode des Resonators. Der Strahldurchmesser wird mit einem Galilei-Teleskop auf 14 mm (FWHM) aufgeweitet und so an den Vorverstärker übergeben.

3.1.2 Der Vorverstärker

Im Vorverstärker werden die Pulse der Frontends von 50 mJ auf 10 J weiterverstärkt. Zwei Pockelszellen in Kombination mit Glan-Laser-Polarisatoren dienen zur Auswahl eines individuellen Pulses und unterdrücken gleichzeitig Vorpulse, die auf Grund des begrenzten Kontrastverhältnis (etwa 100:1) des Dünnschichtpolarisators im zweiten regenerativen Verstärker aus diesem austreten. Die Verstärkung geschieht in einem einmaligen Durchgang durch drei Nd:Glas-Stäbe von je 240 mm Länge. Diese sind in wassergekühlten Verstärkerköpfen einge-

baut und werden von ringförmig sie umgebenden Blitzlampen gepumpt. Die ersten zwei Stäbe mit je 19 mm Durchmesser bestehen aus zwei unterschiedlichen Glassorten (Phosphat- und Silikatglas). Durch Überlagerung der um einige nm gegeneinander verschobenen Verstärkungsprofile wird die effektive Verstärkungsbandbreite erhöht. Der dritte Verstärkerstab mit 45 mm Durchmesser besteht aus Phosphat-Glas. Nach der Verstärkung durch den Vorverstärker hat sich das Spektrum des Pulses auf Grund von „gain narrowing“ auf eine Bandbreite von ca. 5 nm (FWHM) eingeengt.

Da das Pumplicht der Blitzlampen bereits größtenteils in den äußeren Bereichen der Verstärkerstäbe absorbiert wird, ist das räumliche Verstärkungsprofil konkav. Das anfänglich gaußförmige Strahlprofil wird daher durch die Verstärkung zunehmend flacher. Durch die sorgfältige Wahl von geeigneter Dotierung, Glassorte und Pumpbedingungen kann so am Ende des Vorverstärkers ein nahezu konstantes Strahlprofil „gezüchtet“ werden. Dies ist für eine optimale Ausnutzung der Apertur des Hauptverstärkers sowie des ggf. sich anschließenden Pulscompressors wünschenswert. Um Beugungseffekte durch ein hartes Abschneiden des Strahlprofils an den Rändern der Optiken zu vermeiden, werden an ausgewählten Stellen „weiche“ Aperturen (mit fein gezahnten Rändern, sog. „serrated apertures“) zur Begrenzung des Strahlprofils eingesetzt. Ein solches Tophat-Profil mit abgerundeten Rändern kann mathematisch z.B. durch eine Supergauss-Funktion angenähert beschrieben werden, d.h. $I(r) \propto e^{-(r/d)^{2n}}$. Für das Strahlprofil nach dem Vorverstärker gilt $n=6\dots 8$ bei einem Durchmesser von $d = 70$ mm. Zwischen den Verstärkerstufen des Vorverstärkers befindet sich jeweils ein Kepler-Teleskop (zwei Linsen mit $f_1, f_2 > 0$ im Abstand von $f_1 + f_2$). Sie dienen mehreren Zwecken:

1. Strahlaufweitung: Der Strahldurchmesser wird mit steigender Pulsenergie sukzessive vergrößert und an die jeweilige nutzbare Apertur der Verstärker angepasst. Dadurch wird der maximale Energiefluss unterhalb der Zerstörschwelle der Optiken gehalten.
2. Relay-imaging: Es wird jeweils eine Ebene in einem Verstärker in den darauf folgenden abgebildet. Dadurch wird die Propagation des Strahls immer wieder rückgängig gemacht und so Intensitätsmodulationen durch sich aufbauende Beugungseffekte etwa durch das nicht gaußförmige Strahlprofil oder an Staubteilchen vermieden. Eine positive Bildwurfweite ist nur mit Keplerteleskopen, bei denen $f_1, f_2 > 0$ ist, möglich. Auf Grund der im gemeinsamen Fokus zwischen den Linsen auftretenden hohen Intensitäten muss sich der Fokus im Vakuum befinden. Zwischen den beiden Linsen befinden sich daher Edelstahlrohre, die auf ein Vakuum von etwa 10^{-5} mbar abgepumpt werden. Den stirnseitigen Abschluss der Rohre bildet entweder ein Fenster oder die Linse selbst.
3. Spatial Filtering: Durch Einbringen einer kleinen Apertur („pinhole“) in den Fokus wird ein Raumfrequenz-Tiefpass realisiert. Dadurch werden Intensitätsspitzen im Strahlprofil unterdrückt, welche sich durch Selbstfokussierung verstärken und so die Optiken beschädigen würden.

Die Linsen der Teleskope sind, um parasitäre Oszillationen zu vermeiden um etwa 2 Grad gegen die Propagationsrichtung verkippt. Zum Schutz gegen Rückreflexe vom Target dienen Faraday-Isolatoren.

Repetitionsrate des Vorverstärkers Die durch den Wärmeeintrag beim Feuern der Blitzlampen in den Glasstäben entstehenden Temperaturgradienten führen auf Grund der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex sowie thermischer Ausdehnung des Glases zu einer über das Strahlprofil variierenden optischen Weglänge durch den Glasstab und so zu Phasenfrontverzerrungen mit der damit einhergehenden Verschlechterung der Fokussierbarkeit. Auf Grund der relativ schlechten Wärmeleitfähigkeit des verwendeten Glases dauert es

nach einem Laserschuss etwa 5 Minuten, bis die Temperaturgradienten relaxiert sind. Dies ist die wesentliche Begrenzung der Repetitionsrate des Vorverstärkers. Der Einsatz einer adaptiven Optik zur Phasenfrontkorrektur, bestehend aus einem Phasenfrontsensor und einem piezoelektrisch deformierbaren Spiegels, wird hier eine wesentliche Verbesserung bringen.

3.1.3 Der Hauptverstärker

Der Hauptverstärker basiert wie der Vorverstärker auf Nd:Glas als Verstärkungsmedium. Um bei einer Apertur von 31,5 cm eine über das Strahlprofil gleichmäßige Pumplichtverteilung zu erreichen, werden 6 cm dicke Scheiben des Verstärkerlasses verwendet, die im Brewsterwinkel zum Strahl angeordnet sind. Je zwei solcher Scheiben sind in einem Verstärkerkopf zusammengefasst und werden von zwei Seiten mit Panelen zu je 10 Blitzlampen gepumpt. Der Hauptverstärker besteht aus zwei Reihen von je 5 solcher Verstärkerköpfe. Sie sind luftdicht abgeschlossen und mit trockenem Stickstoff gefüllt. So sind sie vor Staubteilchen geschützt und die Bildung von Ozon durch den UV-Anteil des Pumplichts wird verhindert, welches Gläser und Silberreflektoren angreifen würde. Der vom Vorverstärker gelieferte Puls wird zunächst in einem doppelten Durchgang („double pass“) durch eine Reihe von 5 Verstärkerköpfen auf etwa 1 kJ verstärkt. Dazu wird er mit einer Linse von 1,9 m Brennweite im Fokus eines 1:1-Teleskops mit einer Brennweite von 7,5 m eingekoppelt und so gleichzeitig auf einen Strahldurchmesser von 28 cm aufgeweitet. Der Retrospiegel ist leicht verkippt, so dass der Puls nach dem zweiten Durchlauf durch die Verstärker den Doppelpass durch ein zweites Pinhole verlässt. Optional kann die Pulsenergie in einem Nachverstärker aus ebenfalls 5 Verstärkerköpfen in einfachem Durchlauf auf eine Pulsenergie von 4-6 kJ erhöht werden. Durch abbildende Teleskope wird der Strahl schließlich zu den Experimentierplätzen transportiert.

3.2 Design und Bau des Pulskompressors

Zum Pumpen des Röntgenlasers mit dem PHELIX-Laser bieten sich insbesondere die Pulse nach dem Vorverstärker an. Nach [26] wird mit einem vergleichbaren Lasersystem mit Pulsen von 6 J bereits Verstärkungssättigung des XRL mit einer Ausgangsenergie von über 10 μJ routinemäßig erreicht. Die Repetitionsrate des Systems ist mit einem Schuss alle 5 Minuten im Vergleich mit den Pumplasern anderer XRL durchaus konkurrenzfähig, für die Durchführung eines Spektroskopieexperimentes allerdings nur gerade eben noch akzeptabel.

Die für die Realisierung eines transient gepumpten XRL nötigen kurzen Laserpulse werden mit der Technik der „chirped pulse amplification“ (CPA, Verstärkung von frequenzgechirpten Pulsen) erzeugt.

3.2.1 Chirped Pulse Amplification

Seit der Erfindung der CPA konnten die erreichbaren Laserpulsintensitäten um mehrere Größenordnungen gesteigert werden [86]. So sind Terawatt-Laser mittlerweile kommerziell erhältliche „table-top“-Geräte, Multiterawatt-Lasersysteme sind in immer mehr Labors anzutreffen [87, 88, 89, 90], und nach dem ersten Petawatt-Laser [91] stehen inzwischen Systeme dieser Pulsleistungsklasse an einigen weiteren Höchstfeldlaserlabors kurz vor der Fertigstellung [92, 93, 83]. Dabei ist das Potenzial der CPA für weit höhere Intensitäten noch nicht ausgereizt [94, 95].

Zur Erzeugung von Laserstrahlung höchster Intensität werden Pulse mit Dauern von wenigen Pikosekunden bis zu einigen 10 Femtosekunden verwendet. Diese kurzen Pulse können nicht ohne Weiteres zu hohen Energien verstärkt werden. Die hohen Intensitäten führen über den Kerr-Effekt zu unerwünschten nichtlinearen Effekten wie Selbstfokussierung und zeitlicher Pulsdegradation, oder gar zur Zerstörung der Optiken. Als Maß für die Größe der nichtlinearen Effekte dient die bei der Maximalintensität des Pulses aufgesammelte nichtlineare Phase ϕ_{nl} , das sog. B-Integral:

$$\phi_{\text{nl}} = \frac{2\pi}{\lambda} \int n_2 I(l) dl. \quad (3.1)$$

Dabei ist λ die Wellenlänge des Lichts, $I(l)$ die Intensität an der Position l entlang der Propagationsrichtung und n_2 der nichtlineare Brechungsindex. Als generelle Regel beim Design von Hochintensitätslasern sollte das gesamte B-Integral des Lasersystems nicht wesentlich über $\phi_{\text{nl}} \approx 1$ liegen. Für die meisten Gläser ist $n_2 \approx 3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$. So akkumuliert ein Puls von 1 ps Dauer und einer typischen Energieflussdichte von $0,5 \text{ J/cm}^2$ beim Durchgang durch 1 cm Glas bereits ein B-Integral von 1,5.

Zur Verstärkung kurzer Pulse wird daher in der Regel die CPA-Technik eingesetzt. Die Idee der CPA besteht darin, einen Anfangs niederenergetischen kurzen (typischerweise $10^{-12} \dots 10^{-14} \text{ s}$) Laserpuls in einer dispersiven Verzögerungsstrecke („Stretcher“) zeitlich um mehrere Größenordnungen zu strecken. Der gestreckte Puls kann daraufhin zu hohen Energien verstärkt werden. Schließlich wird der energiereiche Puls in einer Verzögerungsstrecke mit umgekehrtem Vorzeichen („Pulskompressor“) wieder komprimiert.

Die Streckung und Komprimierung von Laserpulsen beruht auf der Tatsache, dass ein kurzer Puls immer eine gewisse Bandbreite an Wellenlängen besitzt. Für das Produkt aus

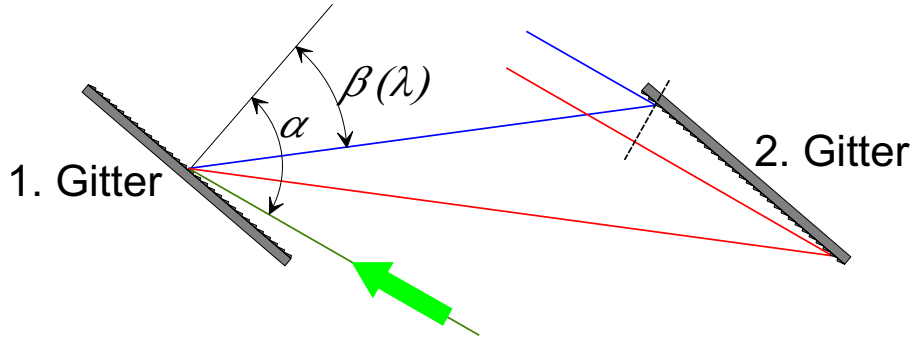


Abbildung 3.2: „Standardanordnung“ nach Treacy

Pulsdauer τ_p und Bandbreite $\Delta\nu$ gilt die „Unschärferelation“

$$\tau_p \cdot \Delta\nu \leq k \quad (3.2)$$

Die Konstante k ist von der Größenordnung 1 und hängt von der Pulsform ab (z.B. $k = 0,44$ für einen Gauß-förmigen Puls). Wir betrachten nun ein Paar zueinander paralleler Beugungsgitter (Abb. 3.2). Diese Anordnung wurde erstmals von Treacy vorgeschlagen ([96]) und wird oft als „Standardanordnung“ bezeichnet. Der Laserpuls trifft auf das erste Gitter unter einem Winkel α . Die verschiedenen Spektralkomponenten des Pulses werden entsprechend der „Gittergleichung“ unter verschiedenen Winkeln $\beta(\omega)$ gebeugt.

$$\sin(\beta(\omega)) + \sin(\alpha) = \frac{m\lambda}{g} \quad (3.3)$$

Darin ist m die Beugungsordnung und g die Gitterkonstante. Auf dem 2. Gitter treffen die Spektralkomponenten unter demselben Winkel auf, unter dem sie vom 1. Gitter gebeugt wurden und werden daher alle wieder parallel zur Richtung des einfallenden Pulses gebeugt. Wie sich leicht erkennen lässt, hängt die optische Weglänge p von der Frequenz ab. Dies entspricht einer wellenlängenabhängigen Gruppenverzögerung von $T_g(\omega) = p(\omega)/c$. Die Spektralkomponenten des Pulses werden so auseinandergezogen, der Puls wird länger und die Frequenz ändert sich während des Pulses („chirp“). Es ist üblich, die spektrale Phase in einer Taylor-Reihe um die Zentralfrequenz ω_0 zu entwickeln:

$$\Phi(\omega) = \Phi_0 + \frac{\Phi_1}{1!}(\omega - \omega_0) + \frac{\Phi_2}{2!}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\Phi_3}{3!}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (3.4)$$

Wie Treacy zeigt, gilt der Zusammenhang

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \omega} = T_g \quad (3.5)$$

Kennt man daher die optische Weglänge als Funktion der Frequenz, so lassen sich die Entwicklungskoeffizienten der zugehörigen Phasenfunktion durch ableiten von Gl. 3.5 erhalten. Die Koeffizienten nullter und erster Ordnung entsprechen einer konstanten Phase, bzw. der Laufzeit des Pulses und haben auf die Pulsform keine Auswirkung. Dagegen entspricht der quadratische Anteil der Phasenfunktion Φ_2 der Dispersion der Laufzeit (GDD, group delay dispersion) und ist für die Verbreiterung des Pulses proportional zur Bandbreite verantwortlich. Die Terme höherer Ordnung von $\Phi(\omega)$ werden einfach als „Dispersion dritter Ordnung“

(TOD, third order dispersion) etc. bezeichnet und führen neben einer Verbreiterung des Pulses zu einer Reduktion des Pulscontrastes.

In einem typischen CPA-Aufbau bestehend aus Stretcher, Verstärker und Kompressor prägt der Stretcher dem Pulsspektrum eine zusätzliche spektrale Phase auf, charakterisiert durch die Entwicklungskoeffizienten $\Phi_{i,\text{Stretcher}}$, der Puls wird so gestreckt. Während der Verstärkung durchquert der Puls oft mehrere Meter dispersiver Materialien (Verstärkerläser/-kristalle, Linsen, Luft etc.), die ebenfalls die spektrale Phase verändern ($\Phi_{i,\text{Material}}$). Der Kompressor muss schließlich die spektrale Phase wieder möglichst gut kompensieren. Idealerweise muss also gelten

$$\Phi_{i,\text{Stretcher}} + \Phi_{i,\text{Material}} + \Phi_{i,\text{Kompressor}} = 0 \quad (3.6)$$

in allen Ordnungen $i \geq 2$, damit der Puls wieder auf das Fourier-Limit (Gl. 3.2) komprimiert werden kann. In der Praxis ist dies durch eine Vielzahl von Randbedingungen in der Regel nur für wenige Ordnungen möglich. So sind Einfallswinkel und Linienzahl der Gitter nicht beliebig wählbar, geometrische Aberrationen durch Verwendung sphärischer Optiken im Stretcher werden in spektrale Aberrationen umgesetzt, und die Dispersion der verwendeten Materialien ist festgelegt.

Die Genauigkeit, mit der die Koeffizienten der spektralen Phase eliminiert werden müssen, läßt sich wie folgt abschätzen. Das Ziel ist ein Puls, der nicht mehr als 10% länger als das Bandbreite-Limit (Gl. 3.2) ist und einen Kontrast (Verhältnis der Maximal-Intensität zur Intensität im 1. Nebenmaximum) von besser als 10^{-4} aufweist. Dazu sollten die Abweichungen der spektralen Phase in dem Bereich der spektralen Intensität, der wesentlich zur Gesamtintensität beiträgt ($I(\omega)/I(\omega_0) > 10^{-3} =: x$), nicht größer als $2\pi/10 =: 2\pi \cdot \delta$ sein. Ansonsten werden die entsprechenden Spektralkomponenten aus dem zentralen Puls „herausgebeugt“.

$$\frac{\Phi_i}{i!}(\omega - \omega_0)^i \leq 2\pi \cdot \delta \quad \text{für} \quad \frac{I(\omega)}{I(\omega_0)} \geq x \quad (3.7)$$

Die Situation ist formal vollkommen äquivalent zur Phasenfrontverzerrung im räumlichen Strahlprofil, die zu einem vergrößerten, nicht Beugungs-begrenzten Fokus bzw. zur Reduktion des Contrastes führt. Gl. 3.7 führt mit Gl. 3.2 zu der Bedingung

$$\Phi_i \leq c \cdot \tau_p^i \quad (3.8)$$

mit der Konstanten

$$c(x, \delta, i, k) = 2\pi\delta i! \left(\frac{\ln 2}{-k^2 \pi^2 \ln x} \right)^{i/2} \quad (3.9)$$

Für Ordnungen $i \leq 5$ hat die Konstante Werte von etwa 0.04...0.07 (mit $x = 10^{-3}$, $\delta = 1/10$). Gleichung 3.8 zeigt, daß mit kürzer werdenden Pulsen die Anforderungen an die Kompensation der höheren Ordnungen sehr stark ansteigen. Für die CPA mit ultrakurzen Pulsen unter 30 fs wurden Systeme entwickelt, welche die spektrale Phase bis zur 4. Ordnung kompensieren („quintic phase limited“), indem Stretcher, Kompressor und Materialdispersion geschickt aufeinander abgestimmt sind. Ein neuerer weit flexiblerer Ansatz sind adaptive Systeme. Hier erlaubt ein in der Fourierebene des Stretchers eingebauter deformierbarer Spiegel oder ein Flüssigkristallmodulator eine kontrollierte Phasenverschiebung (und ggf. Amplitudenmodulation) im Spektrum des Pulses [97, 98]. Sehr attraktiv sind auch frei

programmierbare akustooptische dispersive Filter [99]. Neben der perfekten Phasenkompensation eignen sich solche adaptiven Systeme auch zur Pulsformung und damit zur Bevorzugung gewählter Reaktionskanäle oder zur Optimierung von experimentellen Ausgangsgrößen (wie z.B. der Effizienz bei der Generation hoher Harmonischer [100]).

3.2.2 Stretcher

Zur Streckung und Kompression kurzer energetischer Pulse werden auf Grund der großen Strahldurchmesser in der Regel Beugungsgitter verwendet. Die Standardanordnung mit zwei parallelen Gittern erzeugt einen negativen Chirp, d.h. die tieferen Frequenzen werden gegenüber den höheren verzögert (bzw. $\Phi_2 < 0$). Wenn man nun zwischen zwei antiparallele Gitter ein 1:1-Teleskop einbringt, wirft das Teleskop ein (invertiertes) Bild des 1. Gitters hinter das zweite Gitter (Abb. 3.3). Dies entspricht einer Standardanordnung mit negativem Gitterabstand. Wie Martinez gezeigt hat, lassen sich so die Vorzeichen der Phasenterme des Kompressors exakt umkehren [101], insbesondere erhält man einen positiven Chirp ($\Phi_2 > 0$). In einem CPA-System wird diese Anordnung normalerweise für den Stretcher gewählt. Hier

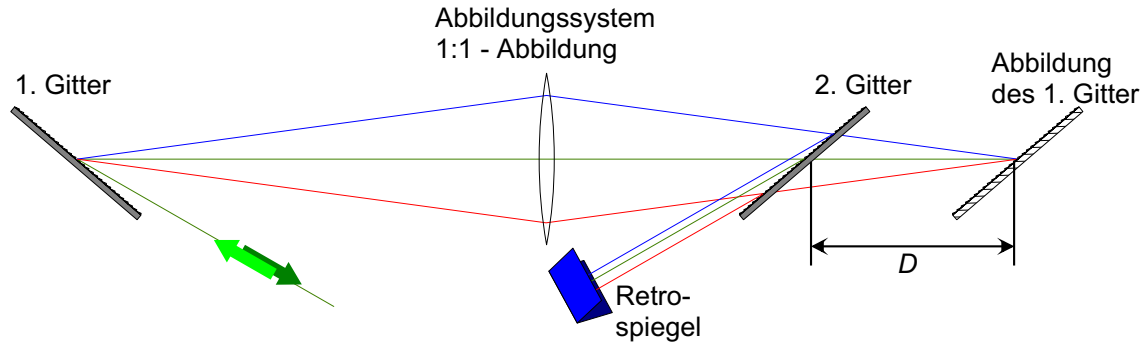


Abbildung 3.3: Grundprinzip eines Pulsstreckers („Stretcher“) zum Erzeugen eines positiven Chirp. Das 1. Gitter wird hinter das 2. Gitter abgebildet. Der effektive Gitterabstand ist daher negativ.

sind die Strahldurchmesser noch klein und die Pulsenergie niedrig, so dass sich der Einsatz eines abbildenden Systems weniger kompliziert gestaltet, als beim Kompressor. Die ersten Gitterstrecke wurden mit refraktiven Teleskopen (mit Linsen) aufgebaut. Diese weisen jedoch neben geometrischen zusätzlich noch chromatische Aberrationen auf und wurden daher mit kürzer werdenden Pulsen (und damit verbunden größerer Bandbreite) von rein reflektiven Abbildungssystemen abgelöst.

3.2.2.1 Der GSI-Stretcher

Der Stretcher des Kurzpuls-Frontends der GSI ist nach dem Design von Banks *et al.* [102] aufgebaut (siehe Abb. 3.4). Das Gitter ist ein holographisch hergestelltes Goldgitter mit 1480 Linien/mm. Durch eine entsprechende Faltung fungiert dasselbe Gitter als erstes und zweites Gitters des Standard-Stretcher-Aufbaus. Dies bringt für die Justage den Vorteil, dass

die beiden Gitter sowie die Gitterlinien automatisch exakt parallel sind. Das Gitter ist auf einem Substrat mit den Abmessungen 152,4 mm × 241,3 mm (6" × 9,5") aufgebracht. In der Mitte des Substrates befindet sich statt des Gitters ein 50 mm hoher horizontaler Goldspiegel. Dieser Streifen dient der Faltung des 1:1-Teleskops. Das Teleskop besteht aus einem sphärischen Spiegel (Krümmungsradius 387,6 cm, Durchmesser 152,4 mm) und einem planen 0-Grad-Spiegel in der Brennebene (Durchmesser 101,6 mm).

Der zu streckende Laserpuls trifft das Gitter mittig, dicht oberhalb des Spiegelstreifens un-

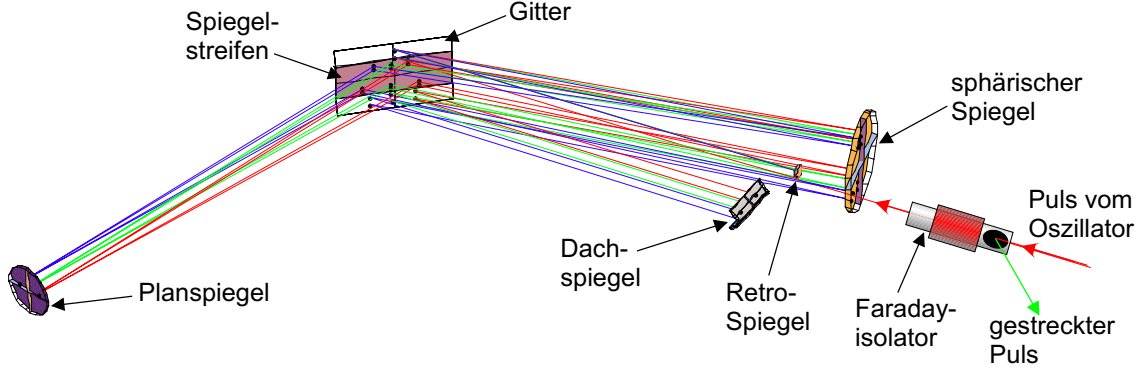


Abbildung 3.4: Raytracing-Analyse des GSI-Stretchers. Durch die mehrfache Faltung des Stretchers ist der Aufbau sehr kompakt, und es wird nur ein Gitter benötigt.

ter einem Winkel von 46 Grad, und wird in Richtung des sphärischen Spiegels gebeugt. Der Abstand zwischen Gitter und sphärischem Spiegel beträgt 97 cm. Der sphärische Spiegel reflektiert den dispersierten Strahl leicht abwärts zurück in Richtung Gitter, wo er von dem Spiegelstreifen auf den Planspiegel umgelenkt wird. Der Planspiegel steht in der Brennebene des sphärischen Spiegels. Der Strahl durchläuft nun denselben Weg in umgekehrter Richtung, jetzt aber unterhalb der Mittenebene, und tritt so schließlich dicht unterhalb des Spiegelstreifens parallel zum eintretenden Strahl aus dem Stretcher. Mittels eines Dachspiegels wird der Strahl vertikal versetzt und erneut durch den Stretcher geschickt. So wird der Puls doppelt gestreckt und gleichzeitig die spektrale Scherung (Spatial Chirp) des Pulses nach dem ersten Durchgang rückgängig gemacht. Durch den vertikalen Versatz lässt sich der eingehende vom herauskommenden Strahl trennen. Letzterer wird aber mit einem 0-Grad-Spiegel nochmals durch den gesamten Stretcher geschickt, um so die Streckung des Pulses nochmals zu verdoppeln. Einfallender und austretender Puls werden daher in diesem Aufbau mit Hilfe eines Faraday-Rotators getrennt.

Auf Grund der abbildenden Optiken und der nicht paraxialen Geometrie kann die Dispersion des Stretcher nur numerisch bestimmt werden. Dazu wird mit einem Raytracing-Programm ein Satz von Strahlen mit verschiedenen Wellenlängen auf ihrem Weg durch den Stretcher verfolgt und so für jede Wellenlänge λ_i die zugehörige Weglänge $p(\lambda_i)$ bestimmt. An die so erhaltenen Werte $p(\lambda_i)$ wird ein Polynom gefittet. Nach Gl. 3.5 werden dann durch Ableiten der Fitfunktion die Taylorkoeffizienten der spektralen Phase bestimmt:

$$\begin{aligned}\Phi_{2,\text{Stretcher}} &= 1,18274 \times 10^8 \text{ fs}^2 \\ \Phi_{3,\text{Stretcher}} &= -1,07634 \times 10^9 \text{ fs}^3 \\ \Phi_{4,\text{Stretcher}} &= 1,58826 \times 10^{10} \text{ fs}^4\end{aligned}$$

Die Pulsverbreiterung pro Bandbreite ist

$$\frac{dT_g}{d\lambda} = \frac{dT_g}{d\omega} \frac{d\omega}{d\lambda} = \frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \Phi_2. \quad (3.10)$$

Dem quadratischen Chirp $\Phi_{2,\text{Stretcher}}$ entspricht eine Gruppenverzögerungsdispersion von 201 ps/nm. Die Pulse des Kurzpuls-Oszillators haben entsprechend ihrer Dauer von 150 fs eine Bandbreite von etwa 11 nm (Gl. 3.2) und werden daher auf 2,2 ns, also um den Faktor $1,5 \cdot 10^4$ gestreckt.

Ebenfalls mit Hilfe der Raytracing-Analyse wird die vom Stretcher akzeptierte Bandbreite bestimmt. Bei einer Zentralwellenlänge von 1054 nm beträgt sie 16 nm und ist im wesentlichen durch die Größe des sphärischen Spiegels begrenzt.

3.2.3 Materialdispersion

Auf seinem Weg durch das Lasersystem propagiert der Puls durch eine Reihe optischer Elemente, wie Linsen, Fenster, Verstärkermaterialien und -gläser etc. . Die dem Puls auf Grund der Materialdispersion aufgeprägte spektrale Phase kann auf dieselbe Weise berechnet werden, wie dies schon beim Stretcher durchgeführt wurde. Kennt man allerdings die analytische Funktion $n(\lambda)$ für die Dispersion der verwendeten Materialien, so lässt sich die spektrale Phase auch über

$$\Phi(\omega) = \frac{2\pi}{\lambda(\omega)} n(\lambda(\omega)) L \quad (3.11)$$

direkt berechnen. Darin ist L die Dicke des durchquerten Materials. Die Entwicklungskoeffizienten ergeben sich durch Ableiten von Gl. 3.11 zu [103]:

$$\Phi_2 = \frac{\lambda^3 L}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (3.12)$$

$$\Phi_3 = -\frac{\lambda^4 L}{4\pi^2 c^3} \left(3 \frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \lambda \frac{d^3 n}{d\lambda^3} \right) \quad (3.13)$$

$$\Phi_4 = \frac{\lambda^5 L}{8\pi^3 c^4} \left(12 \frac{d^2 n}{d\lambda^2} + 8\lambda \frac{d^3 n}{d\lambda^3} + \lambda^2 \frac{d^4 n}{d\lambda^4} \right) \quad (3.14)$$

Um die durch die Materialdispersion verursachten Phasenterme genau zu berechnen, werden die Wellenlängen-abhängigen Brechungsindizes $n(\lambda)$ aller vom Laserpuls durchquerten Materialien sowie deren Dicken benötigt. Da bei der eher geringen Bandbreite des Lasers die Anforderung an die Kompensation der spektralen Phase nicht zu streng sind, und die Materialdispersion generell klein gegen die Dispersion von Stretcher und Kompressor ist, wurden nur die wichtigsten Elemente berücksichtigt. Diese sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt. Die damit berechneten Phasenterme liegen drei bis vier Größenordnungen unter denen des Stretchers. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, lassen sich die zweite und dritte Ordnung durch eine geringe Variation von Gitterabstand und Einfallswinkel im Kompressor kompensieren.

3.2.4 Berechnung der Kompressorgeometrie

In den meisten CPA-Systemen wird zur Erzeugung eines negativen Chirp und damit zur Kompression des gestreckten Pulses der in Abb. 3.2 gezeigte Standardaufbau verwendet.

Tabelle 3.1: Zusammenstellung der vom Laserpuls durchquerten Materialien sowie die dafür berechneten Phasenterme.

Element	Material	Dicke/mm	Anzahl/Umläufe	Gesamtlänge/mm
Pockelszelle	KDP	20	130	2600
Ti:Sa-Kristall	Saphir	25	130	3250
Nd:Glas-Verstärker	BK7	240	3	720
Linsen	Quarzglas	10	10	100

$\Phi_{2,\text{mat.}}$	$\Phi_{3,\text{mat.}}$	$\Phi_{4,\text{mat.}}$
$1,7 \times 10^5 \text{ fs}^2$	$3,7 \times 10^5 \text{ fs}^3$	$-4,4 \times 10^5 \text{ fs}^4$

Nach einmaligem Durchlauf der Anordnung sind die verschiedenen Wellenlängen parallel leicht versetzt. Außer bei Strahldurchmessern, die wesentlich größer sind als dieser sogenannte „Spatial Chirp“, macht sich dieser Effekt durch eine Reduzierung der Bandbreite in den Randbereichen störend bemerkbar. Der Spatial Chirp wird daher in einem zweiten Durchlauf der Anordnung in umgekehrter Richtung wieder rückgängig gemacht. Durch Einsatz eines leicht gekippten Rückspiegels oder eines Dachspiegels wird der Strahl auf dem Gitter vertikal versetzt und so die Trennung des komprimierten vom eingehenden Puls erreicht.

Ein typischer Aufbau ist in Abb. 3.5 gezeigt. Die Dispersion dieses Aufbaus kann ebenso wie die des Stretchers durch Raytracing ermittelt werden. Auf Grund der einfachen Geometrie lässt sich die Wellenlängen-abhängige Phase $\Phi(\lambda)$ aber auch analytisch angeben. Es ist

$$\Phi(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot p(\lambda) - 2\pi \frac{b(\lambda)}{g \sin \alpha} \quad (3.15)$$

wobei der zweite Term den Phasensprung am Gitter auf Grund der unterschiedlichen Auftreffpunkte der verschiedenen Wellenlängen berücksichtigt (siehe [96]). Mit der optischen Weglänge $p(\lambda) = d(\lambda) + b(\lambda)$ und

$$d(\lambda) = D \cdot \frac{\cos \beta_0}{\cos \beta(\lambda)} \quad (3.16)$$

$$b(\lambda) = (d(\lambda) \sin \beta(\lambda) - D \sin \beta_0) \sin \alpha \quad (3.17)$$

folgt bei doppeltem Durchgang durch die Anordnung

$$\Phi(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot D \cdot \cos(\beta_0 - \beta(\lambda)). \quad (3.18)$$

Wie leicht zu erkennen ist, ist die Dispersion des Kompressors im wesentlichen durch die Gitterkonstante g , den Einfallswinkel α sowie den Gitterabstand D festgelegt. Durch Ableitung von Gl. 3.18 ergeben sich die Entwicklungskoeffizienten zu (siehe auch [103],[104]):

$$\Phi_2 = -\frac{\lambda^3}{\pi c^2 g^2 \cos^2 \beta_0} D \quad (3.19)$$

$$\Phi_3 = -\Phi_2 \frac{3\lambda}{2\pi c} \left(1 + \frac{\lambda \sin \beta_0}{g \cos^2 \beta_0} \right) \quad (3.20)$$

$$\Phi_4 = \Phi_2 \frac{3\lambda^2}{4\pi^2 c^2} \left\{ 4 + 8 \frac{\lambda \sin \beta_0}{g \cos^2 \beta_0} + \frac{\lambda^2}{g^2} [1 + \tan^2 \beta_0 (6 + 5 \tan^2 \beta_0)] \right\}. \quad (3.21)$$

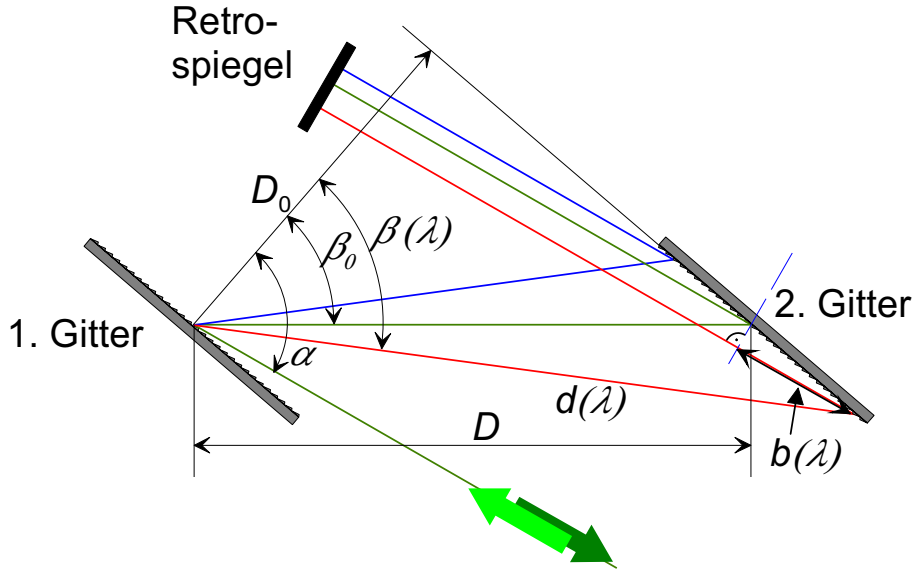


Abbildung 3.5: Kompressor-Geometrie zur analytischen Berechnung der Dispersion des Standard-Kompressors.

Alle Koeffizienten hängen linear vom Gitterabstand D ab. Hier zeigt sich mathematisch die in Abschn. 3.2.2 angesprochene Tatsache, dass ein Gitterpaar mit negativem Abstand exakt die Phasenterme des Gitterpaares mit positivem Abstand kompensiert.

Mit den Gleichungen 3.19 und 3.20 ergibt sich die Geometrie des Kompressors aus der Forderung, dass die Dispersion zweiter und dritter Ordnung der Dispersion von Stetcher und Materialdispersion kompensiert werden sollen (wie sich im Nachhinein herausstellen wird, ist der Effekt der verbleibenden Phase vierter Ordnung Φ_4 auf die Pulsdauer und -form vernachlässigbar). Das Verhältnis Φ_2/Φ_3 hängt nur vom Einfallswinkel ab. Für Stetcher- und Materialdispersion erhalten wir $\Phi_2/\Phi_3 = -0,110085/\text{fs}$. Damit ergibt sich der Einfallswinkel für den Kompressor zu

$$\alpha_{\text{Kompressor}} = 46,14^\circ, \quad (3.22)$$

d.h. der Einfallswinkel muss um nur $0,14^\circ$ gegenüber dem Einfallswinkel im Stetcher variiert werden. Der Gitterabstand ergibt sich zu $b = 3870 \text{ mm}$. Mit diesen Parametern wird die Dispersion von Stetcher und Material in der 2. und 3. Ordnung exakt kompensiert. Der verbleibende Phasenterm 4. Ordnung ist $\Phi_4 = 2,3 \cdot 10^8 \text{ fs}^4$. Nach Gl. 3.8 ist für eine Rekompriemierung auf 350 fs die Obergrenze $\Phi_4 < 6,2 \cdot 10^8 \text{ fs}^4$. Der verbleibende Phasenterm 4. Ordnung führt damit nicht zu einer Pulsverbreiterung oder einem verringerten Pulscontrast.

Der relativ große erforderliche Gitterabstand legt es nahe, den Kompressor ein zweites Mal zu falten, um so einen kompakteren Aufbau zu erhalten. Durch Inversion der Winkel mit einem horizontalen Dachspiegel kann dasselbe Gitter als erstes und zweites Gitter verwendet werden. Das zweite Gitter ist dann gewissermaßen das Bild des ersten im Dachspiegel. Abb. 3.6 zeigt eine Raytracing-Rechnung des 10 J -Kompressors. Dabei wurde ein rundes Kompressionsgitter mit einem Durchmesser von $16''$ vorausgesetzt. Der Kompressor ist auf den Strahldurchmesser des Vorverstärkers von 70 mm ausgelegt. Durch die zusätzliche Faltung beträgt der Abstand zwischen Gitter und dem horizontalen Dachspiegel nur noch etwa $1,8 \text{ Meter}$.

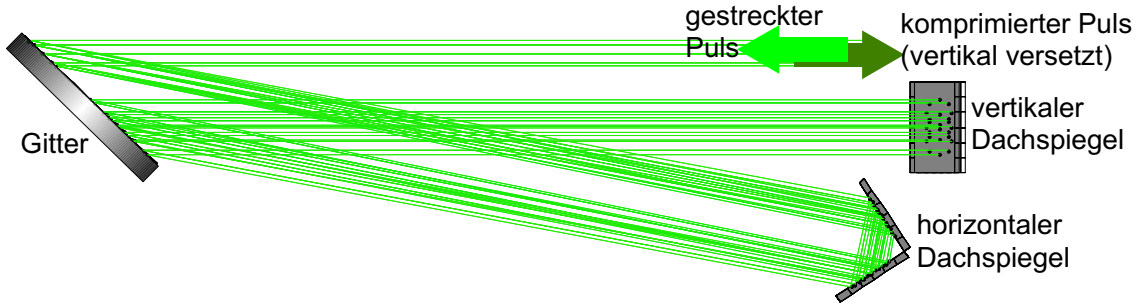


Abbildung 3.6: Raytracing-Simulation des gefalteten Ein-Gitter-Kompressors.

Spektrale Bandbreite Die zusätzliche Faltung geht allerdings mit einer Reduzierung der vom Kompressor transmittierten Bandbreite einher. Der unkomprimierte Strahl trifft am rechten Rand auf das Gitter, für den dispersierten Strahl steht dieser Teil des Gitters also nicht mehr zur Verfügung. Außerdem verdecken die Dachspiegel einen Teil des auf den jeweils anderen Dachspiegel auftreffenden Spektrums. Die Breiten der Dachspiegel sowie der Einfallswinkel im Stretcher (und mit diesem der Separationswinkel zwischen einfallendem und dispersiertem Strahl) sind so gewählt, dass die vom Gitter aufgenommene Bandbreite durch die Dachspiegel nicht zusätzlich verringert wird.

Um den Effekt des Abschneidens des Pulsspektrums („spectral clipping“) auf den komprimierten Puls einschätzen zu können, wurden Rechnungen auf Basis eines in [105] bzw. [106] verwendeten Modells durchgeführt. Danach wird der Kompressor als ein spektraler Filter mit einer wellenlängenabhängigen Transmission $T_{\text{Kompressor}}(\lambda)$ angesehen. Diese kann bei einfachen Kompressorgeometrien analytisch bestimmt werden, hier wurde sie durch eine Raytracing-Analyse ermittelt. Für $\lambda = (1054 \pm 5) \text{ nm}$ ist die Transmission maximal und fällt jenseits von 1059 nm bzw. 1049 nm auf Grund des im Vergleich zur Dispersion großen Strahldurchmessers kontinuierlich bis auf Null ab (Abb. 3.7). Die Pulsform wird durch die Fouriertransformation des Pulsspektrums berechnet:

$$I(t) = \left[\int \sqrt{I_{\text{Laser}}(\omega) T_{\text{Stretcher}}(\omega) T_{\text{Kompressor}}(\omega)} \cdot \exp(-i\omega t + \Phi(\omega)) d\omega \right]^2 \quad (3.23)$$

Das Spektrum $I_{\text{Laser}}(\omega)$ des Lasers wird als eine Gaußfunktion mit einer Bandbreite von 5 nm (FWHM) angenommen. Die Transmission $T_{\text{Stretcher}}(\omega)$ des Stretchers ist auf Grund des dort kleinen Strahldurchmessers in guter Näherung eine Tophat-Funktion mit der in Abschnitt 3.2.2.1 bestimmten Breite von 16 nm. Zur Vollständigkeit wird als spektrale Phase $\Phi(\omega)$ die oben bestimmte verbleibende Phase 4. Ordnung eingesetzt. Abb. 3.7 zeigt die so berechnete Pulsform im Vergleich mit einem Fourier-limitierten Puls. Durch das spectral clipping verbreitert sich der Puls das Intensitätsmaximum fällt um etwa 6 %. In logarithmischer Darstellung zeigen sich Nebenmaxima des Pulses bis zu einer Intensität von etwa 10^{-5} der Maximalintensität.

3.2.5 Aufbau des Kompressors

Das Kompressionsgitter wurde von den Lawrence Livermore Laboratories bezogen. Es ist ein holographisch hergestelltes Goldgitter [107] auf einem runden Substrat von 16" Durchmesser.

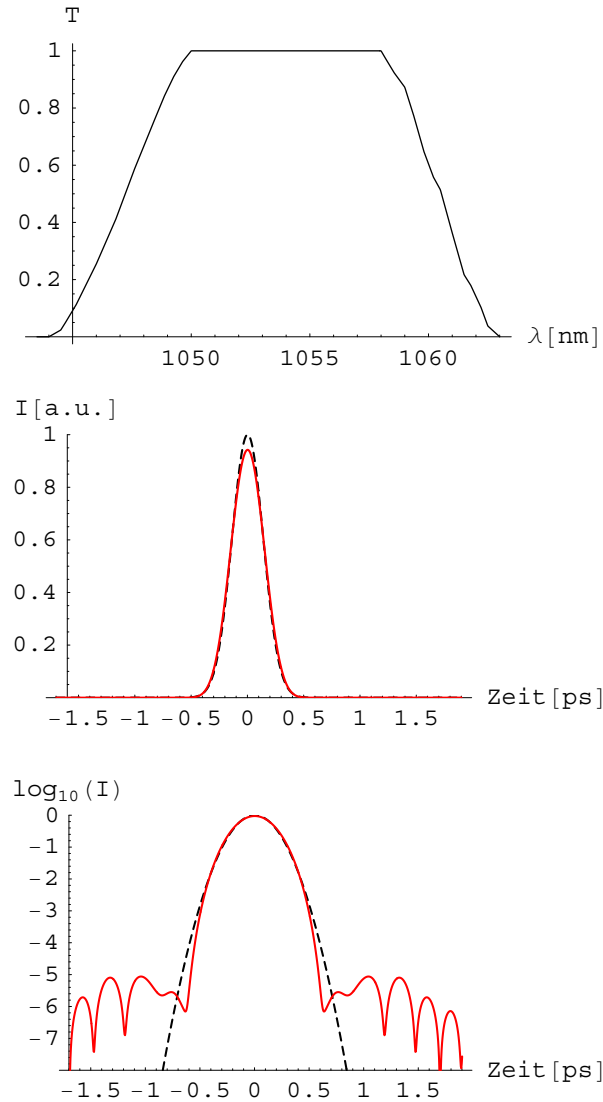


Abbildung 3.7: Transmission des Kompressors (oben) sowie nach Gl. 3.23 berechnete zeitliche Pulsform (rot, kontinuierlich) im Vergleich zum Fourier-limitierten Puls (schwarz, gestrichelt). Die Maximalintensität wird auf etwa 94% reduziert. Die logarithmische Darstellung der Pulsform zeigt erste Nebenmaxima bis zu einer Intensität von etwa 10^{-5} .

Die Beugungseffizienz ist sehr homogen über die Gitteroberfläche verteilt und beträgt über 92 %. Da der Puls insgesamt vier Mal auf das Gitter trifft, ist die theoretische Transmission $(0,92)^4 = 72\%$. Die maximal zulässige Pulsenergie ist durch die Zerstörschwelle des Gitters gegeben. Diese ist zu 450 mJ/cm^2 angegeben, der sichere Arbeitsbereich liegt bei 350 mJ/cm^2 . Mit dem Einfallswinkel von 46 Grad und dem Füllfaktor eines Supergauß der Ordnung $n = 6$ von etwa 70 % beträgt die maximal zulässige Eingangspulsenergie in den Kompressor somit 13,5 J. Davon bleiben nach dem Kompressor maximal etwa 9,5 J, komprimiert zu 350 fs also eine Pulsleistung von 27 TW. Die beiden Dachspiegel bestehen aus je zwei einzelnen rechteckigen Spiegeln, die in einer speziellen Halterung zu einer 90-Grad-Anordnung zusammengefasst werden. Dabei steht ein Spiegel jeweils fest, der zweite kann relativ zu diesem

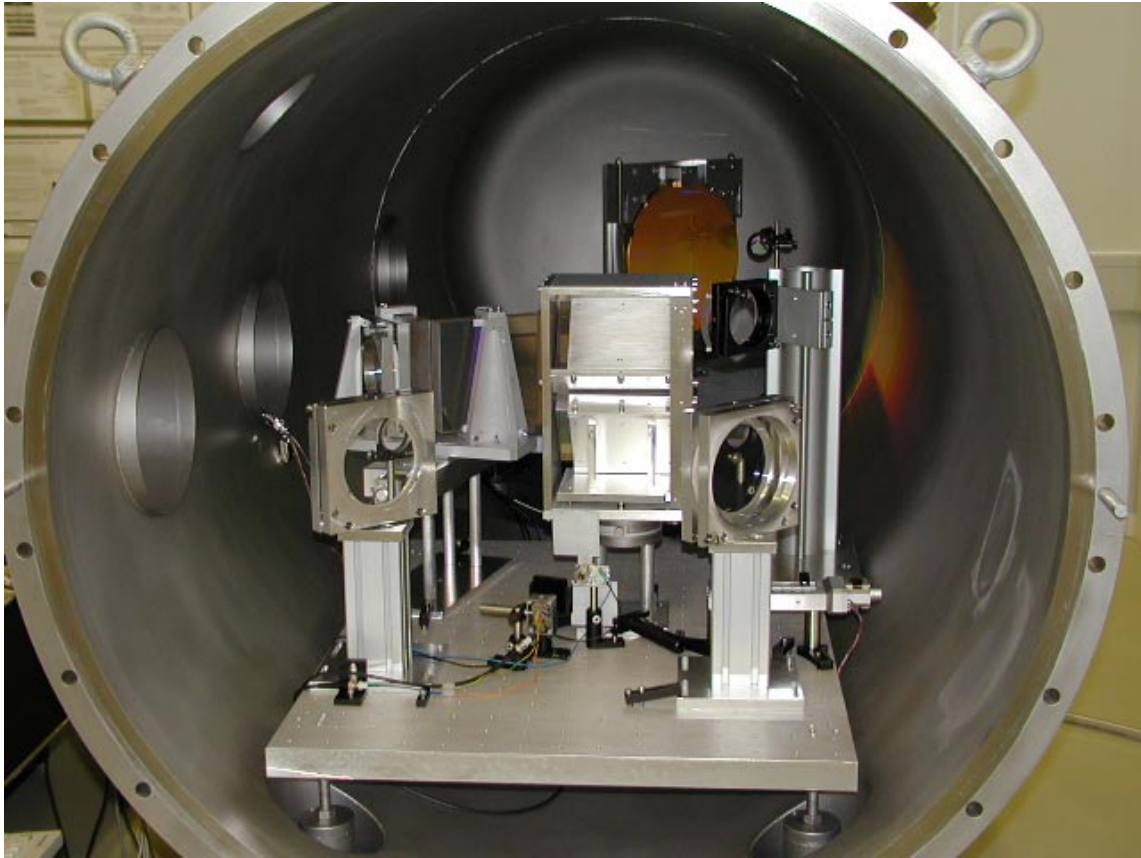


Abbildung 3.8: Blick in den Vakuum-Pulskompressor. Im Hintergrund ist das Kompressions-Gitter zu sehen, im Vordergrund Einkoppel-, Falt- und Umlenkspiegel.

verkippt werden. Die 90-Grad-Konfiguration kann sehr genau (auf etwa $20 \mu\text{rad}$) mittels eines Autokollimators eingestellt werden. Da sich die Strahlengänge der beiden Dachspiegel ab einer bestimmten Wellenlänge überschneiden, sind die Dachspiegel-Halterungen asymmetrisch ausgelegt, um die Bandbreite nicht zusätzlich zu verringern. Die Spiegelemente des horizontalen Dachspiegel haben die Abmessungen $180 \times 180 \text{ mm}^2$. Die Halterung kann auf einem motorisierten Linearverschiebetisch über einen Bereich von 100 mm verfahren werden. Dadurch kann der effektive Gitterabstand variiert und so die Pulsdauer bis auf nahezu 50 ps verlängert werden. Zusätzlich kann einer der beiden Spiegel motorisiert sehr fein um die vertikale Achse gedreht werden. Dadurch kann, wie in Abschnitt 3.3.2 näher erklärt wird, die Pulsfront um die vertikale Achse verkippt werden, was zum Erzielen einer Wanderwellenanregung auf dem Target erforderlich ist. Der vertikale Dachspiegel besteht aus Spiegeln der Abmessungen $200 \times 140 \text{ mm}^2$. Er kann motorisiert um die vertikale Achse gedreht werden. Dies ist notwendig zur Kompensation der veränderten Strahlrichtung, wenn mit dem horizontalen Dachspiegel eine Pulsfrontverkipfung eingestellt wurde.

Der auf 350 fs komprimierte Puls mit einer Energie von 10 J akkumuliert in Luft ($n_{2,\text{Luft}} = 1,3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2/\text{W}$) pro Meter ein B-Integral von 5,8, beim Durchgang durch ein 1 cm dickes Glasfenster von 13. Der Kompressoraufbau ist daher vollständig in einer Vakuumkammer von 3 m Länge und einem Innendurchmesser von 1,20 m untergebracht. Dadurch wird außerdem das Gitter vor Verschmutzung, etwa von durch die hohen Intensitäten aufgespaltenen

Kohlenwasserstoffen, geschützt. Der Puls gelangt durch ein 4"-Fenster in die Kammer und wird nach der Kompression vollständig im Vakuum und nur durch Reflexionen in die Targetkammer geführt. Die Kompressoroptiken sind auf zwei separaten Aluminiumtischen von je 1 m Länge aufgebaut, deren Oberflächen mit Hilfe einer hochpräzisen Wasserwaage auf etwa $50 \mu\text{rad}$ genau zueinander parallel einjustiert werden. Zur Schwingungsisolierung und zur mechanischen Entkopplung der Tische von der Außenhülle der Kammer, die sich beim Abpumpen durch den Atmosphärendruck verformt, sind die Tischbeine durch Wellbälge nach außen geführt und separat auf dem Boden festgeschraubt. So kann die Kompressorjustage im Wesentlichen an Luft durchgeführt werden und bleibt nach dem Abpumpen erhalten, so dass ein aufwändiges motorisiertes Nachjustieren entfällt.

3.2.6 Justage und Pulsdauermessungen

Die Vorjustage des Kompressors wird mit einem kontinuierlichen Justierlaser der Wellenlänge $1053,7 \text{ nm}$ (single mode) durchgeführt. Der einkommende Strahl wird zunächst parallel zur Tischoberfläche einjustiert. Durch Rückreflexion der 0. Ordnung über mehrere Meter wird der Nullpunkt der Gradeinteilung am Rotationstisch des Gitters bestimmt. Mit den Rückreflexionen der 1. und -1. Beugungsordnung wird die Drehachse des Gitters senkrecht zum Tisch eingestellt und die Gitterlinien parallel zur Drehachse ausgerichtet. Der Rotationstisch erlaubt nun eine bequeme und recht genaue erste Einstellung des Einfallswinkels. Daraufhin werden die durch Autokollimation auf 90° vorjustierten Dachspiegel an den berechneten Positionen in den Strahlengang gebracht. Durch vertikales Nachjustieren des horizontalen Dachspiegels (dieser Freiheitsgrad kann mit dem Autokollimator nicht eingestellt werden, da sich der Relativwinkel der Spiegel von 90° dadurch nicht ändert) wird der Strahl durch den gesamten Kompressor parallel zur Tischoberfläche eingestellt. Der vertikale Dachspiegel wird durch Rotation um die vertikale Achse so justiert, dass der komprimierte Strahl den Kompressor exakt vertikal nach unten versetzt verlässt.

Nach dieser Vorjustage können bereits Pulse des Kurzpuls-Frontends komprimiert werden. Zur Überprüfung der Kompression und Messung der Pulsdauer wurde ein Einzelschuss-Autokorrelator (z.B. [108, 109]) aufgebaut (Abb. 3.9). Es wird schrittweise nach den optimalen Einstellungen für Gitterabstand und Einfallswinkel gesucht und so die Phasentherme 2. und 3. Ordnung minimiert. Dazu wird zunächst jeweils eine kleine Variation des Einfallswinkels (durch Verdrehen des Gitters) durchgeführt. Dann wird durch Verfahren des horizontalen Dachspiegels der Gitterabstand variiert und so die mit dem Autokorrelator gemessene Pulsdauer minimiert. Durch Auftragung der so gefundenen Pulsdauerminima gegen den Einfallswinkel erhält man ein Minimum. Abb. 3.9 zeigt eine typische Autokorrelationsmessung. Setzt man einen zeitlich gaussförmigen Puls voraus, so entspricht die Autokorrelation einer Pulsdauer von 350 fs .

Ist der Kompressor einmal korrekt justiert, wird als Referenz für die Richtung des Eingangsstrahls in den Kompressor die 0. Beugungsordnung (Reflexion) vom Gitter mit einer langbrennweitigen ($f = 2\text{m}$) auf eine CCD-Kamera fokussiert. Da im täglichen Betrieb gelegentlich die Strahlführung zum Labor nachgestellt werden muss, kann so der korrekte Einfallswinkel auf das Gitter schnell wieder auf ca. $20 \mu\text{rad}$ genau eingestellt werden.

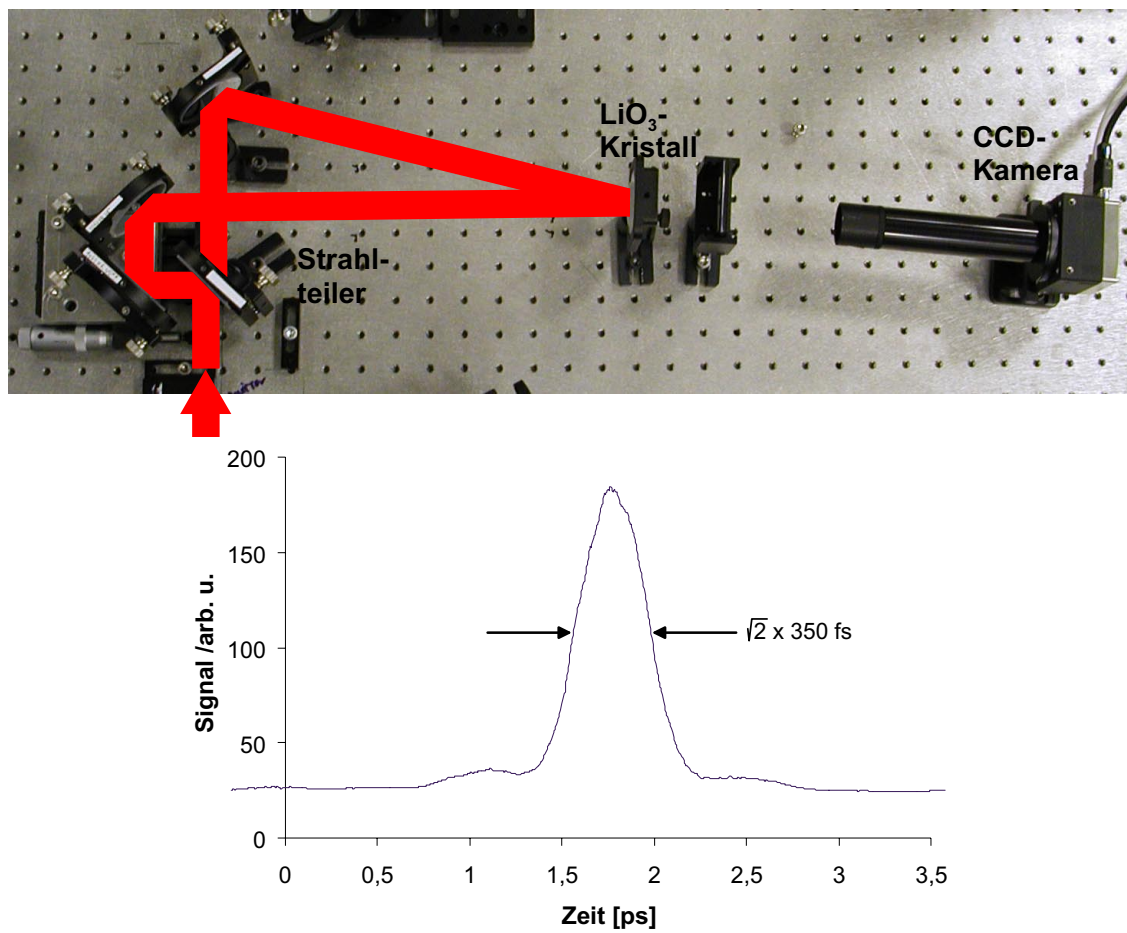


Abbildung 3.9: Aufbau des Einzelschuss-Autokorrektors (oben) und Autokorrelation eines auf 350 fs rekomprimierten Pulses.

3.3 Generierung und Messung der Pulsfrontverkipfung

Wie in Kap. 2.5.2 bereits erklärt wurde, muss auf Grund der kurzen Lebensdauer der transienten Verstärkung die Verstärkungszone und damit die von dem kurzen Laserpuls angeregte Zone mit etwa Lichtgeschwindigkeit mit dem ASE-Puls mitwandern. Dies entspricht einer entlang des Linienfokus linear anwachsenden zeitlichen Verzögerung des Pulses. Da die Position eines Strahls entlang des Linienfokus in guter Näherung linear mit seiner transversalen Koordinate im Strahlprofil *vor* der Fokussierung zusammenhängt, kann eine solche Wanderwellenanregung („TW“) durch eine in transversaler Richtung über das Strahlprofil linear anwachsenden zeitlichen Verzögerung erreicht werden. Dies entspricht einer Verkipfung der Pulsfront relativ zur Ausbreitungsrichtung.

Die notwendige Pulsfrontverkipfung um im Linienfokus eine Wanderwellengeschwindigkeit von c zu erhalten ist

$$\alpha = \arctan \left[\frac{L}{D} \left(1 - \frac{c}{TW_{\text{intr.}}} \right) \right] \quad (3.24)$$

Dabei ist D der Strahldurchmesser und L die Gesamtlänge des Linienfokus. Mit $TW_{\text{intr.}}$ wird die so genannte intrinsische Wanderwelle berücksichtigt. Diese ist eine spezielle Charakteristik von Off-Axis-Fokussiersystemen und resultiert aus über das Strahlprofil variierenden optischen Weglängen (siehe Abschn. 3.4).

Die Verkipfung der Pulsfront ist nicht zu verwechseln mit einer Verkipfung der Phasenfronten, welche einfach einer veränderten Ausbreitungsgeschwindigkeit entspricht. Die Phasenfronten eines Strahls mit verkippter Pulsfront sind (zumindest in 1. Näherung) senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Eine sehr anschauliche Methode um eine „Quasi-Pulsfrontverkipfung“ zu erzeugen ist der Einsatz eines Stufenspiegels („Echelon“). Dieser besteht aus einer Anzahl zueinander paralleler rechteckiger Spiegelstreifen, die entlang der Normalen leicht zueinander versetzt sind. So erfährt ein von diesem Stufenspiegel reflektierter Strahl eine über das Strahlprofil in Sprüngen anwachsende Verzögerung [110]. Auf diese Weise sind im Prinzip beliebig große Quasiverkipfungen möglich, ohne dass sich die zeitliche Pulsqualität verschlechtert. Daher ist diese Methode vor allem dann interessant, wenn das Fokussiersystem gar keine oder eine sehr schnelle intrinsische TW erzeugt [111, 26]. Nachteilig insbesondere beim Pumpen mit sehr kurzen Pulsen ist die nicht kontinuierlich anwachsende Verzögerung über das Strahlprofil, da innerhalb eines Spiegelstreifens keine Geschwindigkeitsanpassung vorliegt. Dieser Nachteil wird mit steigender Streifenanzahl irrelevant, allerdings stößt man hier bald an praktische Grenzen. Typische für transiente XRL verwendete Stufenspiegel bestehen aus 5-7 Segmenten.

3.3.1 Pulsfrontverkipfung als Winkelchirp

Zur Erzeugung einer gleichmäßig um einen Winkel α gekippten Pulsfront muss die zeitliche Verzögerung kontinuierlich über das Strahlprofil ansteigen, d.h. $\Delta t(x) = \alpha(x - x_0)/c$. Nach Gl. 3.5 entspricht der Gruppenverzögerung eines kurzen Pulses eine linear mit der Frequenz anwachsende Phasenverschiebung. Bei einem gekippten Puls ist daher

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \omega} = \alpha(x - x_0)/c. \quad (3.25)$$

Eine solche ortsabhängige Phase kann durch Einführung eines sog. Winkelchirp („angular chirp“) erzeugt werden. Wir betrachten einen kurzen Puls mit der Zentralwellenlänge λ_0 , der

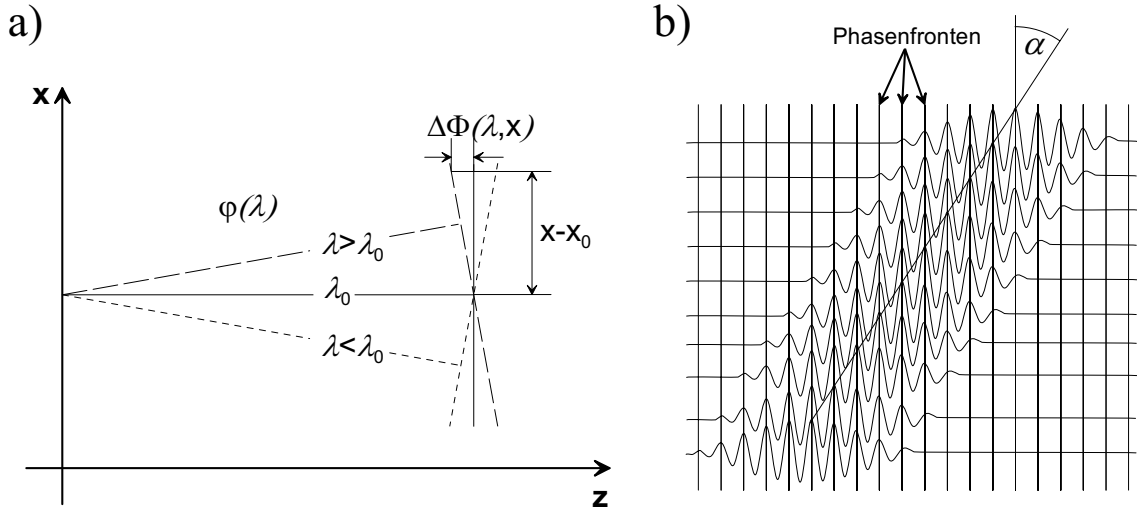


Abbildung 3.10: Der Winkelchirp führt zu einer ortsabhängigen Phasenverschiebung und so zu einer über das Strahlprofil variierenden Gruppenverzögerung.

sich in z -Richtung ausbreitet, dessen Spektralkomponenten aber mit der z -Achse einen linear mit der Wellenlänge ansteigenden Winkel

$$\varphi(\lambda) = C_a \cdot (\lambda - \lambda_0) \quad (3.26)$$

einschließen (Abb. 3.10).

In erster Näherung erhält man einen solchen Winkelchirp z.B. nach Durchgang des Pulses durch ein Prisma oder nach Beugung an einem Gitter. Die Folge ist eine von der x -Koordinate und von der Wellenlänge abhängige Phasenverschiebung

$$\Delta\Phi(x, \lambda) \approx \frac{2\pi}{\lambda_0} \varphi(\lambda) (x - x_0) \quad (3.27)$$

woraus mit Gl. 3.26 folgt

$$\frac{\partial\Phi}{\partial\omega} = \frac{\partial\Phi}{\partial\lambda} \frac{\partial\lambda}{\partial\omega} = \frac{\lambda_0}{c} C_a (x_0 - x). \quad (3.28)$$

Durch Vergleich mit Gl. 3.25 ergibt sich der Verkippungswinkel zu

$$\alpha = \lambda_0 C_a. \quad (3.29)$$

Um beispielsweise einen Puls mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda_0 = 1054 \text{ nm}$ um $\alpha = 3^\circ$ zu verkippfen ist ein Winkelchirp von $C_a \approx 50 \mu\text{rad/nm}$ erforderlich.

3.3.2 Pulsfrontverkippung durch Dejustage des Kompressors

Eine Möglichkeit zur Erzeugung des Winkelchirp besteht darin, die Wellenlängenabhängigkeit der Beugung an einem Gitter (Gl. 3.3) auszunutzen. So setzten Warwick *et al.* ein Gitter mit 300 Linien/mm nach dem Pulskompressor ein, um so die intrinsische TW ihrer Fokussieranordnung von $2,4c$ auf c abzubremfen [112]. Neben dem zusätzlichen Aufwand ist ein

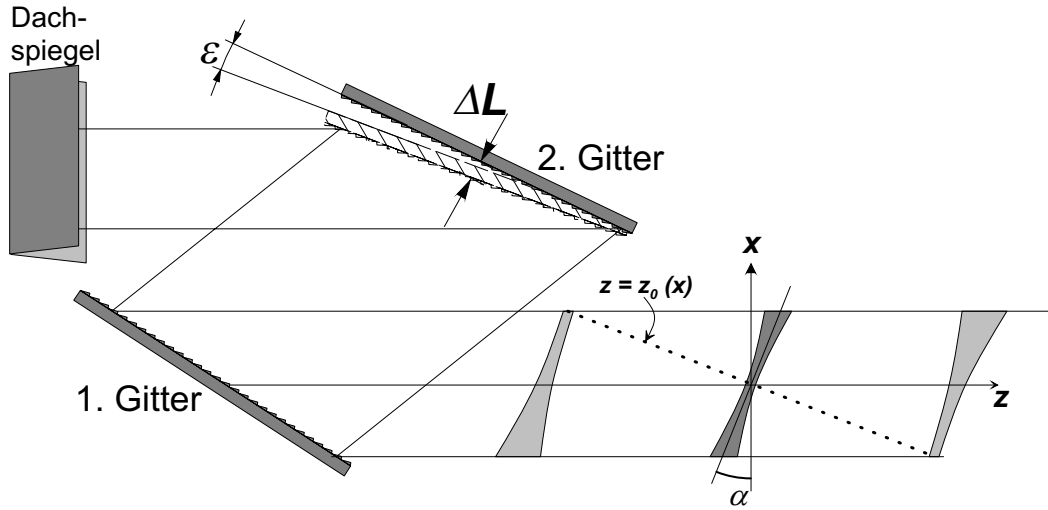


Abbildung 3.11: Pulsfrontverkipfung durch Rotation ϵ und Translation ΔL des zweiten Kompressorgitters.

Nachteil dieser Methode der Verlust an Pulsenergie.

Der Einsatz eines zusätzlichen Gitters kann elegant umgangen werden, indem der Pulskompressor gezielt dejustiert wird. In einem Standard-2-Gitter-Kompressor werden die Spektralkomponenten des Pulses vom ersten Gitter in verschiedene Richtungen gebeugt, und anschließend vom zweiten Gitter wieder kollimiert. Steht dieses zweite Gitter nicht exakt parallel zum ersten, sondern ist um die Achse senkrecht zur Dispersionsebene um einen zusätzlichen Winkel ϵ verdreht, so wird die Winkeldispersion der Spektralkomponenten nicht wieder vollständig rückgängig gemacht, und ein (geringer) Winkelchirp verbleibt. In [113] geben Chanteloup *et al.* exakte Formeln für die Pulsfrontverkipfung α nach einem Standardkompressor an:

$$\tan \alpha = \frac{2\lambda_0 N}{\cos \Theta_i} \left[\frac{\cos \Theta_0}{\cos(\Theta_0 - \epsilon)} - 1 \right]. \quad (3.30)$$

Darin ist N die Linienzahl des Gitters, Θ_i der Einfallswinkel auf dem ersten Gitter und Θ_0 der Winkel unter dem die Spektralkomponente mit der Zentralwellenlänge λ_0 des Pulses gebeugt wird (siehe Abb. 3.11).

Neben der Verkipfung der Pulsfront hat die Dejustage des Kompressors auch (unerwünschte) Konsequenzen bei der Kompression des Pulses. So führt der Winkelchirp auch bei den Koeffizienten der Ordnungen $i > 1$ der spektralen Phase zu einer Ortsabhängigkeit. In Strahlrichtung z variiert die Pulsdauer wie

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + \frac{(z - z_0)^2}{\delta z^2}}. \quad (3.31)$$

Dabei kann

$$\delta z = \frac{2 \ln 2 \lambda_0^3}{\pi \Delta \lambda^2 \tan^2 \alpha} \quad (3.32)$$

wie eine Raleigh-Länge verstanden werden, in dem Sinne, dass sich die Pulsdauer bei $z = z_0 \pm \delta z$ um den Faktor $\sqrt{2}$ verlängert. Der Ort z_0 der besten Kompression ist definiert durch die Bedingung, dass $\frac{\partial^2 \Phi(z_0)}{\partial \omega^2} = 0$ und ist abhängig von der transversalen Koordinate x . Die Punkte

$z_0(x)$ beschreiben eine Ebene, die im allgemeinen nicht senkrecht zur Ausbreitungsrichtung steht. Daher variiert die Pulsdauer an einer festen Position z entlang der Strahlrichtung über das Strahlprofil. Bei $z = z_0(x = 0)$ gilt nach [114] analog zu Gl. 3.31

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + \frac{(x - x_0)^2}{\delta x^2}} \quad (3.33)$$

mit

$$\delta x = \frac{\pi N^2 \Delta \lambda^2 \epsilon}{\ln 2 \lambda_0 \cos^3 \Theta_0 \cos \Theta_i} \quad (3.34)$$

Um am Target eine über den gesamten Linienfokus möglichst gleichmäßig kurze Pulsdauer zu erhalten, muss die Ebene mit $z = z_0(x = 0)$ von der Fokussieroptik auf das Target abgebildet werden. Dabei ist die Gegenstandsweite allerdings in der Regel durch die Geometrie des Aufbaus bereits festgelegt. Wie Chanteloup aber zeigt, kann durch Variation des Gitterabstandes L um ΔL im Kompressor die Position $z_0(0)$ entlang der z -Achse beliebig gewählt werden:

$$\Delta L \approx 2L_0 \tan(\Theta_0) \epsilon - (g + 2z_0) \frac{\sin^2 \Theta_0}{\cos^2 \Theta_i} \epsilon^2 \quad (3.35)$$

Dabei ist der Ursprung der z -Achse der Schnittpunkt der Strahlmitte mit dem ersten Gitter und g der Abstand des Dachspiegels vom 2. Gitter.

Pulsfrontverkippung mit dem GSI-Kompressor Beim 10 J-Kompressor der GSI ist das 2. Gitter identisch mit dem ersten bzw. es entspricht dem virtuellen Bild des Gitters im horizontalen Dachspiegel. Dieses ist genau dann parallel zum Gitter selbst, wenn der vom Dachspiegel eingeschlossene Winkel exakt 90° beträgt. Dem Winkel ϵ in Gl. 3.30 entspricht daher eine Abweichung des Dachspiegelwinkels von 90° um $\epsilon/2$. Als Folge davon trifft der Strahl nicht mehr senkrecht auf den vertikalen Dachspiegel. Damit der Strahl in exakt gleicher Richtung zurückgesendet wird, muss dieser geringfügig gegenüber der Ausgangsstellung gedreht werden.

Wie weit der Kompressor dejustiert werden kann wurde mit Hilfe von Raytracing-Rechnungen untersucht. Auf Grund des kompakten gefalteten Designs sind die Freiheiten der Dejustierung erheblich eingeschränkt. Der vom horizontalen Dachspiegel eingeschlossene Winkel kann maximal um etwa 6 mrad von 90° abweichen. Bei größeren Winkeln überschneiden sich die Strahlengänge von einkommendem und dispergiertem Strahl. Damit beträgt die maximal mit dem Kompressor erreichbare Pulsfrontverkippung etwa $\alpha_{\max} \approx 84 \text{ mrad}$. Soll auf den Einsatz eines Stufenspiegelsystems verzichtet werden, so ist nach Gl. 3.24 eine Fokussieranordnung mit einer intrinsischen TW von maximal 1,6 c erforderlich.

3.3.3 Messung der Pulsfrontverkippung

Die Geschwindigkeit der TW im Linienfokus sollte mit einer Genauigkeit von wenigen Prozent eingestellt werden können. Soll außerdem eine systematische Optimierung durchgeführt werden, so muss die Variation und Messung der TW in kurzer Zeit, möglichst zwischen zwei Schüssen, und ohne größere Umbauten geschehen können (um andere Einflüsse weitgehend auszuschließen).

Eine direkte Messung der TW im Linienfokus wird in Kap. 3.4.4.1 beschrieben. Das Target

muss dabei durch ein Streuobjekt (Schirm, Drähte) ersetzt und das Streulicht mit einem lichtstarken Linsensystem auf den Eintrittsspalt einer Streakkamera abgebildet werden. Da diese in aller Regel außerhalb der Targetkammer stehen muss, müssen großaperturige Linsen verwendet werden, und ein guter Zugang zum Target gewährleistet sein. Daher ist die direkte Messung der TW nicht ohne größere Umbauten im Targetbereich möglich. Zudem ist die erreichbare Genauigkeit bei der Bestimmung der TW durch die zeitliche Auflösung der Streakkamera begrenzt. Bei der verwendeten Streakkamera wurde mit maximaler Streakgeschwindigkeit nur eine Messgenauigkeit von etwa 20 % erreicht.

Die direkte Messung ist daher für eine routinemäßige und präzise Bestimmung der TW nicht geeignet. Ein Ausweg besteht darin, die TW indirekt zu bestimmen. Ist die intrinsische TW $TW_{\text{intr.}}$ des Fokussieraufbaus sowie die Pulsfrontverkipfung α bekannt, so ergibt sich die Geschwindigkeit der TW im Linienfokus zu

$$TW = \frac{TW_{\text{intr.}}}{\alpha \cdot TW_{\text{intr.}} \cdot D/L + c} \cdot c \quad (3.36)$$

mit dem Strahldurchmesser D und der Gesamtlänge des Linienfokus L . Dabei ergibt sich $TW_{\text{intr.}}$ aus der Geometrie der verwendeten Fokussieranordnung. Da diese sehr präzise einjustiert wird, ist auch $TW_{\text{intr.}}$ mit einer Genauigkeit von wenigen Prozent bestimmt.

Der Winkel der Pulsfrontverkipfung kann ebenfalls im Prinzip aus der Verkipfung des horizontalen Dachspiegels analytisch berechnet werden. Dies setzt allerdings voraus, dass der Puls nicht schon *vor* der Komprimierung einen Winkelchirp aufweist. Zudem sind die Genauigkeitsanforderungen hier ungleich höher. Eine Änderung des Dachspiegelwinkel um 1 mrad führt bereits zu einer Verkipfung der Pulsfront um ca. 15 mrad. Mit

$$\Delta TW = \frac{\partial TW}{\partial \alpha} \Delta \alpha \quad (3.37)$$

und Gl. 3.36 führt dies zu einer Änderung der TW um 15% c (mit $TW_{\text{intr.}} = 1,4 c$, $D=70$ mm, $L=16$ mm).

„Inverted Field Autokorrelation“ Viel genauer ist die direkte Messung der Pulsfrontverkipfung. Dies ist möglich mit Hilfe eines sog. „inverted field autocorrelator“ (IFA). Diese Anordnung wurde von Pretzler *et al.* entwickelt, um sehr geringe Pulsfrontverkipfungen zu messen, die bei der Fehljustage von Hochintensitätslasern zu einer Reduktion der Fokusintensität führen [114]. Wird ein Puls mit einer verkippten Pulsfront fokussiert, so verlängert sich die Pulsdauer im Fokus gegenüber der lokalen Pulsdauer im Strahlprofil. Gleichzeitig wird der Fokus in Richtung der Pulsfrontverkipfung gestreckt. Beide Effekte führen zu einer Verringerung der Intensität im Fokus. Die Möglichkeit die Pulsfrontverkipfung zu messen ist daher zur Generierung höchster Fokusintensitäten ebenso unverzichtbar wie eine Pulsdauerbestimmung mittels Autokorrelator und die Wellenfrontcharakterisierung durch einen Wellenfrontsensor.

Bei dem IFA handelt es sich um ein Mach-Zehnder-Interferometer, in dem der Strahl in einem der Arme räumlich invertiert wird (Abb. 3.12). Am Ausgang des IFA interferiert der Puls also mit seiner invertierten Replika. War die Pulsfront um den Winkel α verkippt, so sind die beiden Pulse am Ausgang des IFA um den Winkel 2α gegeneinander geneigt (ohne die Inversion wären beide Pulse in gleicher Richtung verkippt und damit parallel zueinander), und es besteht somit eine über das Strahlprofil linear anwachsende Zeitverzögerung. Interferenz ist nur an den Orten im Strahlprofil möglich, wo die Verzögerung kleiner ist als die

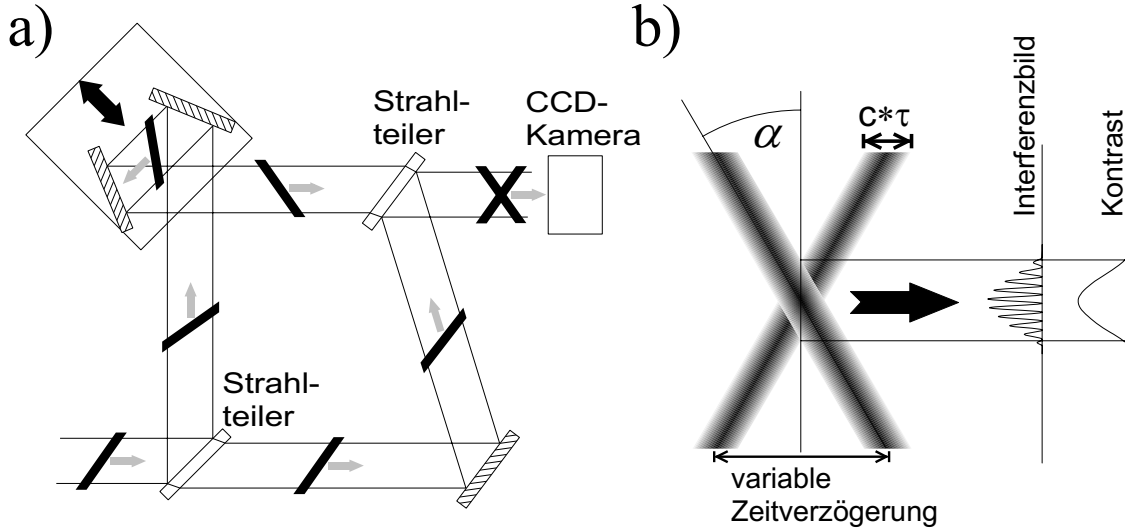


Abbildung 3.12: a) Schematischer Aufbau des IFA. b) Der Überlapp der gegeneinander verkipperten Pulse führt zu einem räumlich begrenzten Interferenzbild.

Kohärenzlänge $c\tau_0$ des Pulses (τ_0 ist die Fourier-limitierte Pulsdauer). Bei einem verkipperten Puls ist der Kontrast des Interferenzbildes daher nicht gleichmäßig über die gesamte Apertur, sondern weist in einem schmalen Bereich senkrecht zur Pulsfrontverkippung ein deutliches Maximum auf. Dieses verschiebt sich bei Variation der Zeitverzögerung in einem der Interferometerarme über die Apertur. Aus der gemessenen Verschiebung x des Kontrastmaximum bei bekannter Variation der Zeitverzögerung Δt kann der Winkel α bestimmt werden:

$$\alpha = \frac{c\Delta t}{2x}. \quad (3.38)$$

IFA für den GSI-XRL Zur Messung der Pulsfrontverkippung wurde für den XRL an der GSI ein solcher IFA aufgebaut (Abb. 3.13). Die Verzögerung Δt kann mit einem Mikrometerschicht sehr exakt variiert werden. Die Genauigkeit der Messung der Pulsfrontverkippung hängt damit im Wesentlichen ab von der Genauigkeit δx , mit der die Verschiebung des Kontrastmaximum bestimmt werden kann. Dessen Position kann typischerweise auf 1/10 der Breite $c\tau_0/\alpha$ der Kontrastfunktion bestimmt werden. Die maximal mögliche Verschiebung x_{\max} ist gleich des vom IFA akzeptierten Strahldurchmessers d_{IFA} . Damit ergibt sich der Fehler der Bestimmung der Pulsfrontverkippung zu

$$\Delta\alpha = \left. \frac{d\alpha}{dx} \right|_{x=d_{\text{IFA}}} \cdot \delta x = \frac{c\tau_0}{10 d_{\text{IFA}}}. \quad (3.39)$$

Bei dem mit 1"-Optiken realisierten Aufbau ist $d_{\text{IFA}} = 10 \text{ mm}$. Mit der Pulsdauer von $\approx 0,35 \text{ ps}$ erhalten wir mit Gl. 3.39 eine Auflösung von $\Delta\alpha \approx 1 \text{ mrad}$. Dies entspricht nach Gl. 3.37 einer Auflösung der TW-Geschwindigkeit von $\Delta TW \approx 0,01 c$.

In Abb. 3.14 ist eine typische Messung des IFA gezeigt. Ein spezielles Analyseprogramm berechnet entlang der Interferenzstreifen die Kontrastfunktion, indem für jeden Schnitt senk-

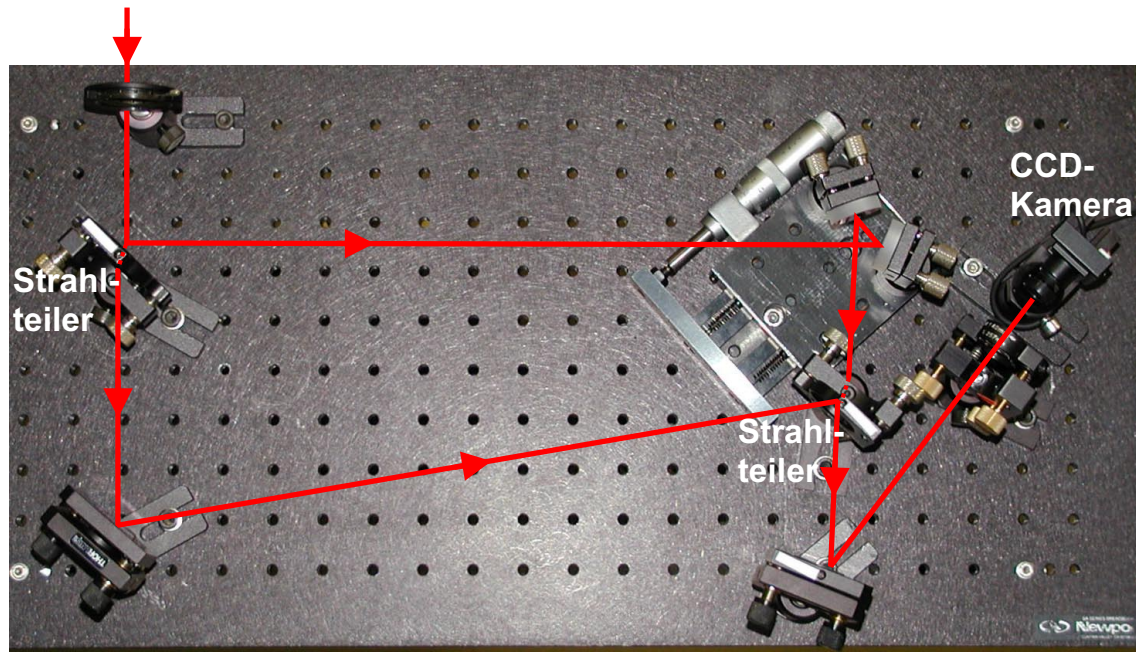


Abbildung 3.13: Der an der GSI aufgebaute *IFA*. Das Interferenzbild des 10 mm großen Strahl wird verkleinert auf die CCD-Kamera abgebildet.

recht zu den Interferenzstreifen der mittlere Kontrast bestimmt wird nach

$$C = \frac{1}{N} \sum_i^N \frac{I_{\max,i} - I_{\min,i}}{I_{\max,i} + I_{\min,i}}, \quad (3.40)$$

wobei der Index i über die Anzahl der Interferenzstreifen läuft. Die berechneten Kontrastfunktionen sind jeweils unter dem dazugehörigen Interferenzbild dargestellt. Aus der Verschiebung der Kontrastmaxima wird der Verkippungswinkel zu 21 mrad berechnet.

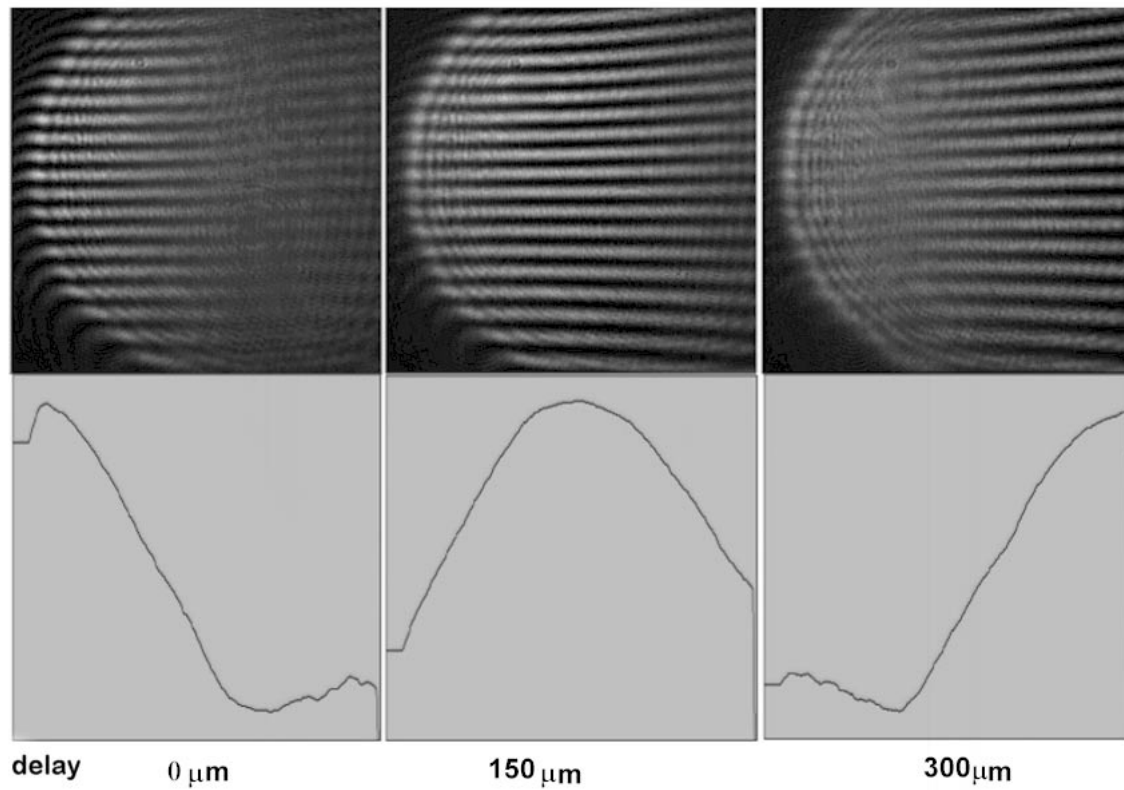


Abbildung 3.14: Messung mit dem *Inverted Field Autokorrelator* für verschiedene Verzögerungen. Aus den Interferenzaufnahmen (oben) wird die Kontrastfunktion entlang der Richtung der Interferenzstreifen berechnet (unten). Aus der Verschiebung der Kontrastmaxima wird auf die Pulsfrontverkipfung (hier 21 mrad) ermittelt.

3.4 Entwicklung eines Fokussiersystems

Die Aufgabe des Fokussiersystems ist, den Laserpuls auf dem Target zu einer Linie zu fokussieren. Bei der Breite der Fokuslinie spielen zwei gegensätzliche Effekte eine Rolle. Bei einer Reduzierung der Linienfokusbreite erhöht sich der Pumpfluss, so dass weniger Pumpenergie pro Länge notwendig ist, um die erforderlichen Elektronentemperaturen zu erreichen. Gleichzeitig nehmen aber bei schmaler werdender Verstärkungszone auch die Brechungseffekte auf Grund der transversalen Elektronendichtegradienten stark zu und die effektive Verstärkungslänge sinkt. Eine optimale Breite für den Linienfokus liegt bei ca. 50-80 μm . Bei den theoretisch aberrationsfreien Fokussiersystemen mit beugungsbegrenzter Linienfokusbreite wird dies durch eine leichte Defokussierung erreicht.

Um bei dieser Linienfokusbreite die erforderlichen Elektronentemperaturen zu erreichen, wird eine lineare Energiedeposition für den Kurzpuls bei etwa 500 mJ/mm benötigt. Bei typischen Pulsauern in der Größenordnung einer Pikosekunde und einer Linienfokusbreite von etwa 50 μm bedeutet dies Intensitäten von einigen 10^{14} W/cm^2 .

Bei Langpuls gepumpten XRL wird zur Erzeugung des Linienfokus in der Regel ein System aus zylindrischen Linsen verwendet. Dies ist intuitiv einfach zu verstehen und zu justieren. Auch bei den ersten Kurzpuls gepumpten transienten XRL [62] kamen Zylinderlinsen zum Einsatz. Mit kürzer werdenden Pumpimpulsen werden aber zwei neue Aspekte wichtig, wobei sich refraktive Fokussiersysteme als nachteilig erweisen. Dies sind zum einen nichtlineare Effekte wie Pulsverbreiterung und Selbstfokussierung (und dadurch selbstverstärkende Intensitätsmodulationen), die beim Durchgang kurzer Pulse durch Material auftreten. Der zweite Aspekt beim Pumpen von transienten XRL ist die Notwendigkeit der Wanderwellenanregung (Travelling Wave (TW) Excitation). Zur Anpassung der Geschwindigkeiten von ASE-Puls und Verstärkungsmaximum muss die Pulsfront mit etwa Lichtgeschwindigkeit über den Linienfokus hinwegwandern. Dies wird durch die Verkipfung der Pulsfront *vor* dem Fokussiersystem erreicht. Im Gegensatz zur Linienfokussierung durch Zylinderlinsen produzieren die im Folgenden vorgestellten rein reflektiven Systeme auf Grund ihrer „Off-Axis“-Geometrie bereits eine intrinsische Wanderwelle. Dadurch ist die zusätzlich benötigte Pulsfrontverkipfung vor dem Fokussiersystem weit geringer und daher mit weniger Aufwand und unerwünschten Nebeneffekten erreichbar.

3.4.1 „Traditionelle“ Off-Axis-Systeme zur Linienfokussierung

Die für transiente XRL am häufigsten verwendete Fokussieranordnung geht zurück auf einen Vorschlag von Ross und Hodgson [115] und wurde inzwischen bei zahlreichen transienten XRL eingesetzt (z.B. [112, 111, 116]), so auch bei den Experimenten dieser Arbeit am LULI (siehe Kap. 5). Sie besteht aus einer Off-Axis-Parabel und einem sphärischen Spiegel (Abb. 3.15). Die Off-Axis-Parabel fokussiert den Strahl zunächst zu einem beugungsbegrenzten Punktfokus (Punkt A). Diese Punktquelle wird durch den sphärischen Spiegel in Punkt C abgebildet. Betrachtet man den sphärischen Spiegel als Teil einer Sphäre mit Mittelpunkt M und wählt die Achse A-M zur optischen Achse des Systems, so kann die Entstehung des Linienfokus als Effekt der starken sphärischen Aberration verstanden werden. Wählt man hingegen als optische Achse die Normale durch die Mitte des Spiegels, so entsteht der Linienfokus auf Grund von Astigmatismus.

Die wesentlichen Merkmale des erzeugten Linienfokus lassen sich durch strahlenoptische Behandlung berechnen. Mit dem Krümmungsradius R des sphärischen Spiegels und einem

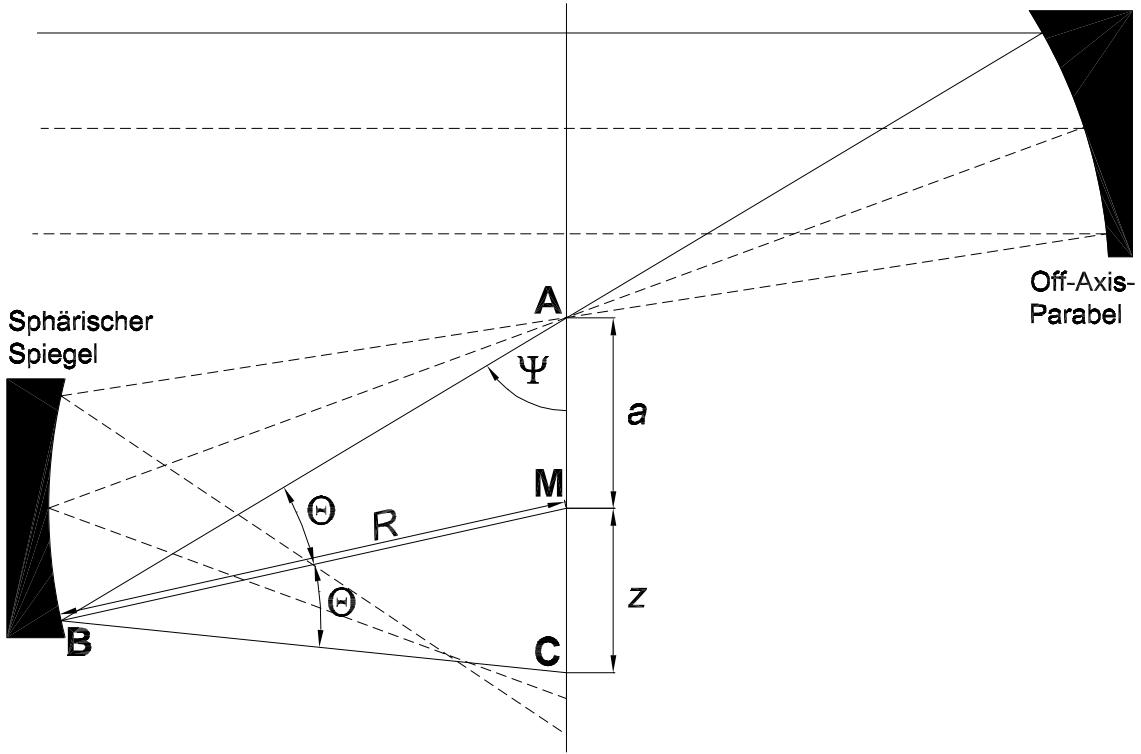


Abbildung 3.15: Geometrie der meist verwendeten Linienfokussierung für den Kurzpuls (im Text „Variante 1“), einer Kombination von Off-Axis-Parabel und sphärischem Spiegel.

Abstand a zwischen dem Fokus der Off-Axis-Parabel (Punkt A) und dem Krümmungsmittelpunkt M ergibt sich der Einfallswinkel auf dem sphärischen Spiegel durch

$$\Theta = \arcsin\left(\frac{a}{R} \sin \Psi\right) \quad (3.41)$$

und der Abstand z des Schnittpunktes C eines Strahls mit der Achse A-M ist

$$z = R \cdot \left[\cos(\Psi + \Theta) - \frac{\sin(\Psi + \Theta)}{\tan(\Psi + 2\Theta)} \right]. \quad (3.42)$$

Der Winkel Ψ ergibt sich für jeden Strahl des Strahlprofils individuell aus seinem Abstand vom Fokus der Parabel, projiziert auf die Achse A-M, sowie der Brennweite und dem Off-Axis-Winkel der Parabel. Auf diese Weise werden Länge des Linienfokus, die lineare Energie-deposition und die Verteilung der Einfallswinkel auf dem Target berechnet. Zur Ermittlung der Wegstrecke \overline{ABC} der Teilstrahlen zum Target, und damit zur Berechnung der Geschwindigkeit der intrinsischen Wanderwelle, dienen die Relationen

$$\overline{AB} = R \cdot \frac{\sin(\Psi + \Theta)}{\sin \Psi} \quad (3.43)$$

$$\overline{BC} = R \cdot \frac{\sin(\Psi + \Theta)}{\sin(\Psi + 2\Theta)}. \quad (3.44)$$

Die wesentlichen Vorteile dieser Fokussieranordnung sind die ausschließliche Verwendung reflektiver Optiken, die beugungsbegrenzte Fokussierung, eine über weite Bereiche homogene

Verteilung der Energiedeposition entlang des Linienfokus sowie die intrinsische Wanderwelle. Der Einsatz einer Off-Axis-Parabel bringt allerdings auch Nachteile mit sich. Zum einen liegen die Kosten für Off-Axis-Parabeln mit den notwendigen Aperturen um etwa einen Faktor 10 über denen für vergleichbare sphärische Optiken. Und zum zweiten ist die korrekte Justage einer Off-Axis-Parabel weitaus kritischer und bedarf eines komplexen und langwierigen Justierverfahrens.

Ein entscheidender Nachteil für den Einsatz am XRL der GSI ist, dass die Geschwindigkeit der intrinsischen Wanderwelle deutlich zu schnell ist. Sie kann über den Winkel Θ variiert werden. Da dabei aber gleichzeitig die Länge des Linienfokus stark variiert, kann die TW praktisch nur zwischen etwa $2,3..3\ c$ gewählt werden.

Da an der GSI die Pulsfront mit dem Kompressor nur in sehr engen Grenzen verkippt werden kann (Kap. 3.3.2), wurde nach geeigneten Alternativen gesucht. Diese sollten eine wesentlich langsamere TW aufweisen ($< 1,6\ c$), sich aber in der Fokusqualität nicht wesentlich von der „traditionellen“ Anordnung unterscheiden. Außerdem sollten sie nach Möglichkeit einfacher in der Handhabung und kostengünstiger sein.

3.4.2 Neue Fokussieranordnung mit fast-optimaler intrinsischer TW

Der einfachste Ansatz ist, den Punkt A ins Unendliche zu legen, d.h. den kollimierten Strahl direkt auf den sphärischen Spiegel zu geben. Ganz wie in der vorigen Anordnung entsteht ein beugungsbegrenzter Linienfokus durch die starke sphärische Aberration beim Off-Axis-Einfall auf den sphärischen Spiegel. Durch die Verlegung von Punkt A ins Unendliche ist der Linienfokus immer exakt parallel zum einfallenden Strahl. Für die Justage bringt dies eine erhebliche Vereinfachung mit sich, allerdings auch eine Einschränkung der Flexibilität des Aufbaus auf Grund der reduzierten Anzahl freier Parameter. Für die Berechnung verwendet

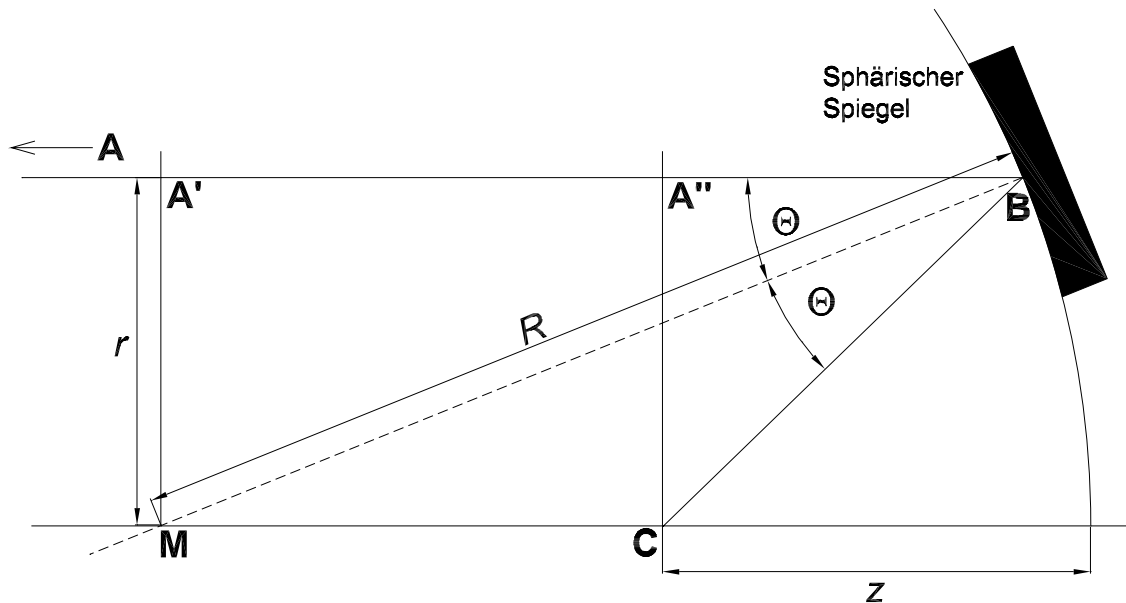


Abbildung 3.16: Geometrie der neuen, für den XRL der GSI eingesetzten Linienfokussierung mit nur einem sphärischen Spiegel („Variante 2“).

man gemäß Abb. 3.16 die Relationen

$$\Theta = \arcsin(r/R) \quad (3.45)$$

$$\overline{A'B} = R \cos \Theta \quad (3.46)$$

$$\overline{BC} = \frac{R}{\sin 2\Theta} \quad (3.47)$$

$$\overline{A''B} = \frac{R}{\tan 2\Theta}. \quad (3.48)$$

Die Entfernung z des Schnittpunktes C entlang des Linienfokus eines Strahls mit einem Abstand r von der optischen Achse ergibt sich damit zu

$$z = R - \overline{A'B} + \overline{A''B} \quad (3.49)$$

und die Weglänge zu

$$\overline{A'BC} = \overline{A'B} + \overline{BC}. \quad (3.50)$$

Die einfachen Zusammenhänge erlauben einen schnellen Überblick über mögliche Parameterkombinationen. Bei gegebenem Strahldurchmesser sind die einzigen freien Parameter der Krümmungsradius R des sphärischen Spiegels und der Einfallswinkel Θ . In der Praxis lassen sich sphärische Spiegel einfacher mit großen F-Zahlen ($F/\# := R/A$) herstellen, in der Regel gilt $F/\# \geq 4$. Für diesen Fall hängt die Gesamtlänge des Linienfokus, und mit ihr die mittlere lineare Energiedeposition, nur noch schwach von R ab und wird im Wesentlichen durch den Einfallswinkel Θ bestimmt. Der Krümmungsradius wird aus rein praktischen Gesichtspunkten so gewählt, dass einerseits ein guter Zugang zum Target, z.B. für die Diagnostik, gewährleistet ist, und andererseits der Aufbau nicht zu groß wird und gut in der Targetkammer untergebracht werden kann.

Für den XRL an der GSI wurde ein sphärischer Spiegel mit $R=1200$ mm gewählt. Bei einem Strahldurchmesser von nominal 70 mm und einer Pulsenergie von 6 J wird die erforderliche lineare Energiedeposition bei einem Einfallswinkel von 22 Grad erreicht. Die Gesamtlänge des Linienfokus beträgt dann etwa 16 mm.

3.4.3 Bestrahlungscharakteristik der neuen Linienfokusgeometrie

Zum Vergleich mit der Linienfokussierung durch die Kombination von Off-Axis-Parabel und sphärischem Spiegel wurde eine Anordnung berechnet, die im Wesentlichen der bei dem XRL-Experiment am LULI verwendeten entspricht. Diese besteht aus einer Off-Axis-Parabel mit einer Brennweite von 300 mm und einem Off-Axis-Abstand von 77,5 mm sowie einem sphärischen Spiegel mit einem Krümmungsradius von 300 mm. Winkel und Abstände wurden entsprechend der Pumpenergie und Strahldurchmesser des GSI-Pumplasers so angepasst, dass der erzeugte Linienfokus den Experimentanforderungen genügt. Diese Anordnung wird im Folgenden zur Vereinfachung „Variante 1“ genannt, die Anordnung mit dem sphärischen Spiegel entsprechend „Variante 2“. Abb. 3.17 zeigt die Energiedeposition pro Länge entlang des Linienfokus der beiden Varianten, normiert auf die Gesamtenergie E_0 im Strahl. Die Vorgabe war eine maximale lineare Energiedeposition von etwa $0,08E_0/\text{mm}$, so dass mit 6 Joule Energie im Kurzpuls eine lineare Energiedeposition von 500 mJ/mm erreicht wird.

Auf den ersten Blick fällt auf, dass die Energiedeposition der Variante 2 symmetrischer und homogener über den Linienfokus verteilt ist. Dies ist vorteilhaft, da in der Praxis nicht der

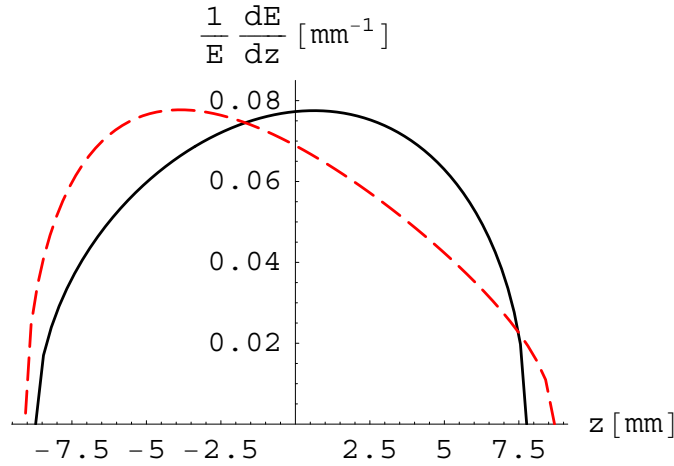


Abbildung 3.17: Lineare Energiedeposition entlang des Linienfokus in % der Gesamtenergie im Strahl, im Vergleich für „Variante 1“ (rot, gestrichelt) und „Variante 2“ (schwarz, kontinuierlich).

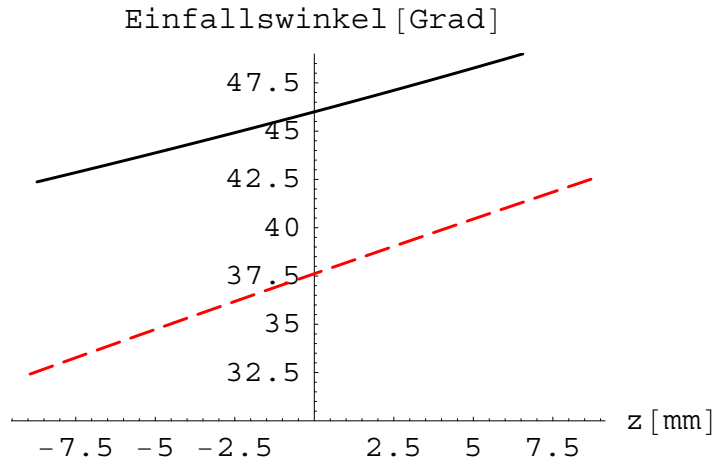


Abbildung 3.18: Verteilung der Einfallswinkel entlang des Linienfokus.

gesamte Linienfokus ausgenutzt wird. Stattdessen wählt man ein kürzeres Target und platziert es so im Linienfokus, dass die Energiedeposition über das Target möglichst konstant ist (z.B. innerhalb $\pm 10\%$). Dadurch werden unerwünschte Effekte durch kaltes Plasma an den Rändern vermieden. Eine genauere Analyse zeigt, dass bei Variante 2 die lineare Energiedeposition auf etwa 58 % der Länge des Linienfokus im Bereich von $\pm 10\%$ liegt, gegenüber nur 47 % bei Variante 1. Dadurch kann ein größerer Anteil der Energie des Pumpimpulses tatsächlich zum Pumpen des XRL verwendet werden, nahezu 72 % bei Variante 2 gegenüber nur etwa 63 % bei Variante 1. In Abb. 3.18 ist die Verteilung der Einfallswinkel über den Linienfokus gezeigt. Bei Variante 1 sind die Einfallswinkel über ein Intervall von etwa 10 Grad verteilt, bei Variante 2 über 7 Grad. Allerdings muss bei Variante 2 der mittlere Einfallswinkel um etwa 9 Grad größer gewählt werden, um einen hinreichend kurzen Linienfokus zu erzielen.

Zuletzt sollen nun noch die intrinsischen TW der beiden Varianten verglichen werden. Diese resultieren aus Laufzeitunterschieden auf Grund verschiedener Weglängen der Strahlen bis zum Linienfokus. Hier zeigen sich deutliche Unterschiede. Die mittlere TW-Geschwindigkeit

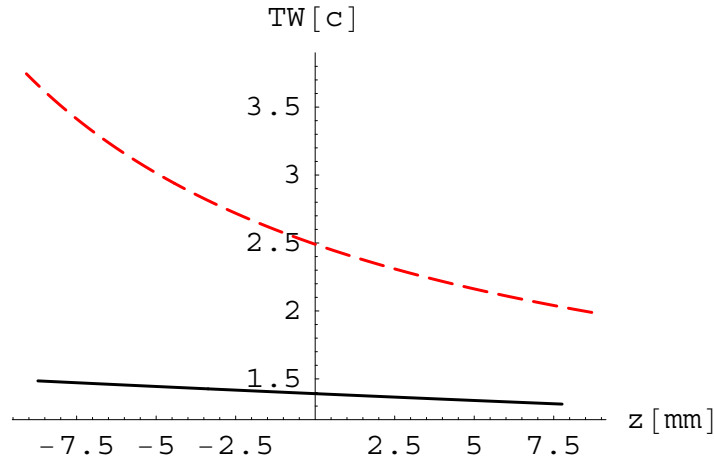


Abbildung 3.19: Lokale Wanderwellengeschwindigkeit (TW) der beiden Fokussieranordnungen entlang des Linienfokus. Bei der „traditionellen“ Anordnung (Variante 1, rot, gestrichelt) variiert die TW zwischen $4c$ und $2c$, während sie bei der neuen Anordnung nahezu konstant um $1,4c$ ist.

ist bei Variante 1 etwa $2,4c$, bei Variante 2 hingegen nur $1,4c$. Um die TW auf Lichtgeschwindigkeit abzubremesen, muss daher bei Variante 1 die Pulsfront vor der Fokussierung um fast den doppelten Winkel gekippt werden. Wie in Kap. 3.3.2 bereits erläutert, erfordert dies eine stärkere Dejustierung des Kompressors, die eine über das Strahlprofil ungleichmäßige Komprimierung zur Folge hat, und mit dem gefalteten Kompressor nicht realisierbar ist. Ein weiterer Unterschied wird aus der Betrachtung der lokalen TW-Geschwindigkeit ersichtlich (Abb. 3.19). Bei Variante 1 variiert die lokale TWG um fast einen Faktor 2 von $\approx 2c$ am einen Ende bis fast $4c$ am anderen Ende des Linienfokus. Dies führt zu einer Fehlanpassung der Geschwindigkeiten von Verstärkungsmaximum und ASE-Puls, die das Pumpen mit kürzesten Pulsen als wenig sinnvoll erscheinen lässt. Bei Variante 2 hingegen ist die TWG über den gesamten Linienfokus zu $\pm 5\%$ konstant.

3.4.4 Experimentelle Charakterisierung der neuen Linienfokusgeometrie

3.4.4.1 Vermessung der intrinsischen Wanderwellengeschwindigkeit am Max-Born-Institut

Zur Verifizierung der von den Rechnungen gezeigten extrem langsamen TW-Geschwindigkeit von nur $1,4c$ wurden am Max-Born-Institut in Berlin Messungen mit einer schnellen Streakkamera durchgeführt.

Am MBI wurde erstmals das transiente XRL-Schema in Neon-ähnlichem Titan realisiert [62]. Für eine neue Experimentierreihe wurde nun ein transienter XRL in Nickel-ähnlichem Silber aufgebaut. Zum Pumpen des transienten Röntgenlaser steht am MBI ein dediziertes Lasersystem zur Verfügung [90]. Ein Ar-Ionenlaser gepumpter KLM-Oszillator (Tsunami, Spectra Physics) erzeugt Pulse von 180 fs Dauer bei einer Zentralwellenlänge von 1054 nm, die in einem Standard-Gitterstrecker auf etwa 1,2 ns gestreckt. Eine Pockelszelle koppelt einzelne Pulse mit 10 Hz Wiederholfrequenz aus, die in einem linearen regenerativen Verstärker auf

etwa 4 mJ verstärkt werden. Die weitere Verstärkung erfolgt in einem einfachen Durchlauf durch eine Reihe von Blitzlampen-gepumpten Nd:Glas-Verstärkern, mit jeweils einem Teleskop dazwischen zur Strahlvergrößerung, Abbildung und als Raumfrequenzfilter. Der Puls wird an Luft in einem Standard-Kompressor auf etwa 7 ps rekomprimiert. Mit Hilfe des „inverted field Autokorrelators“ der GSI wurde überprüft, dass die Pulsfront des Kompressors nicht verkippt war.

Die intrinsische TW-Geschwindigkeit hängt bei gegebener Brennweite des spärischen Spiegels nur noch vom Einfallswinkel auf diesem ab. Die Genauigkeit, mit der dieser Winkel gemessen werden kann, bestimmt damit, wie genau die intrinsische TW eingestellt werden kann. Hier wurde mit trigonometrischen Verfahren eine Einstellgenauigkeit von 0,5 Grad erreicht. Diese führt bei dem gewählten Einfallswinkel von 22 Grad zu einer Unsicherheit von 2,3 % von c . Für die Messung wurde der Linienfokus auf eine Streuscheibe fokussiert. Das gestreute Licht wurde verkleinert auf den Eintrittsspalt der Streakkamera abgebildet.

Die maximale Streakgeschwindigkeit der verwendeten Kamera (HADLAND) betrug 20 ps/mm. Mit einem Leuchtschirm von 25 mm Durchmesser und einer CCD-Kamera mit 512x512 Pixeln entspricht dies einer Auflösung von etwa 1 ps/Pixel. Zur genaueren Kalibrierung wurde vor der Fokussieroptik eine 18 mm dicke Quarzglasplatte ($n=1,508$) zur Hälfte in den Strahl gestellt. Durch die unterschiedliche optische Weglänge durch das Glas wird dieser Teil des Linienfokus zeitlich um 30,5 ps verschoben. Die gemessene Verschiebung von 37 Pixel ergibt eine Streakgeschwindigkeit von 0,8 ps/Pixel.

Die Messung der intrinsischen TW der neuen Fokussiergeometrie ist in Abb. 3.20 gezeigt. Trotz der Verbreiterung des Pulses (vermutlich durch ein Nachleuchten des verwendeten Schirms) lässt sich die über den Linienfokus variierende Verzögerung deutlich erkennen. Ein linearer Fit liefert die berechnete TW-Geschwindigkeit von 1,4 c .

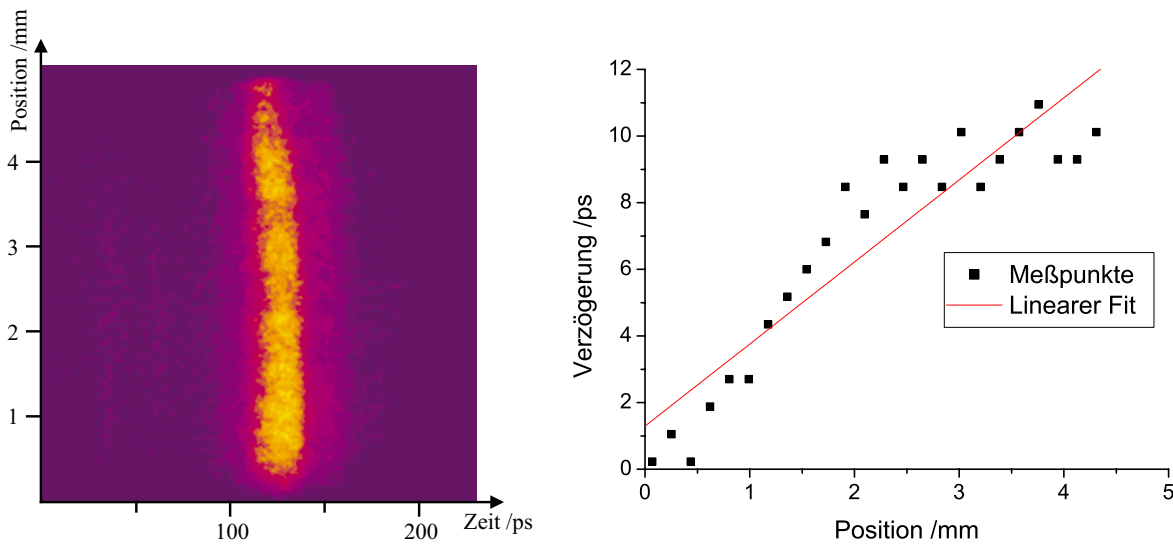


Abbildung 3.20: Die Streakkameraaufnahme (links) zeigt eine über den Linienfokus variierende Verzögerung (Wanderwelle) mit einer Geschwindigkeit von 1,4 c (rechts).

3.4.4.2 Messung der Fokussierqualität

Die Justage des Aufbaus zur Linienfokussierung erfordert große Sorgfalt und Kontrolle. Von ihr hängt wesentlich der Erfolg des Experiments, und viel mehr noch die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse ab. Neben einem guten Überlapp der beiden Linienfoki ist die Breite ein entscheidender Parameter zur Optimierung der Effizienz sowie zur Kontrolle der Strahlqualität des XRL. Bei dem am LULI durchgeführten Experiment (Kap. 5) wurde zur Justage, Kontrolle und Überlagerung der Linienfoki der Schattenwurf eines auf ein Glassubstrat aufgedampften Metallstreifen einer Breite von $100\ \mu\text{m}$ betrachtet. Dazu musste dieser exakt an die Position des Targets gebracht und ausgerichtet werden. Durch vertikales Verfahren des Metallstreifens mit einem motorisierten Mikrometertisch konnte anhand der Veränderungen des Schattenwurfes auch auf die Breite der Linienfoki geschlossen werden. Dieses Verfahren erwies sich jedoch als zu ungenau bei der Bestimmung der Linienfokusbreite.

Für den XRL der GSI wurde daher für die Justage der Linienfoki ein System zur direkten Abbildung der Linienfoki entwickelt. Dieses besteht zum einen aus einem speziellen Targethalter, zum anderen aus einem vakuumtauglichen, mit Schrittmotoren verfahrbaren Mikroskop mit CCD-Kameraauslese. Der Targethalter kann zwei Targets von bis zu je 14 mm Höhe aufnehmen und besitzt zudem einen Streuschirm. Die Targetaufnahme ist so konzipiert, dass die Targets exakt in einer Ebene mit diesem Streuschirm liegen. So kann durch vertikales Verfahren des Targethalters das Target durch den Streuschirm ersetzt werden. Mit dem Mikroskop hinter dem Targethalter kann so der erzeugte Linienfokus auf dem Streuschirm mit einer hohen Auflösung betrachtet werden, durch seitliches Verfahren des Mikroskops auf einer Länge von bis zu 20 mm.

Mit diesem System ist die Justage und Kontrolle der Linienfoki sehr komfortabel und gibt gleichzeitig eindeutige und quantitative Auskunft über die Qualität der eingestellten Linienfoki. Es wurde daher auch dazu verwendet, die Fokussiereigenschaften der neuen Fokussieranordnung für den Hauptpuls zu überprüfen. Dies ist in Abb. 3.21 gezeigt. Dabei wurde der Justierlaser des PHELIX-Lasers verwendet und durch die gesamte Vorverstärkerkette, die ca. 20 m lange Strahltransportstrecke sowie den Pulskompressor geschickt. Das Strahlprofil entsprach in etwa einem Supergauss der Ordnung 6. Daher ist der Intensitätsabfall zu den Enden des Linienfokus hin noch steiler als in den Rechnungen aus Abschnitt 3.4.3, bei denen eine rechteckiges Strahlprofil angenommen wurde, und die Intensität ist über fast den gesamten Linienfokus nahezu konstant. Der erzeugte Linienfokus mit einer Länge von über 11 mm weist über die gesamte Länge eine konstante Breite von $30\ \mu\text{m}$ auf. Dies entspricht etwa dem 2-fachen der Beugungsbegrenzung und lässt sich damit erklären, dass an Stelle eines sphärischen Spiegels, mit dem ein Beugungs-begrenzter Linienfokus erzeugt wird, ein Paraboloid verwendet wurde. Die Breite des Linienfokus sollte ohnehin nicht weit unter $60\ \mu\text{m}$ liegen.

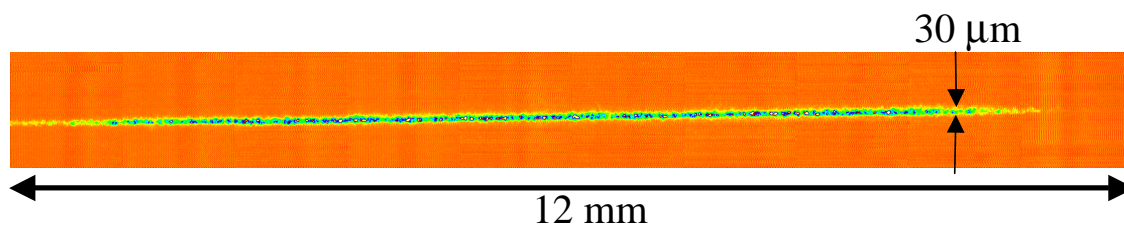


Abbildung 3.21: Die direkte Abbildung des mit dem neuen Fokussiersystem erzeugten Linienfokus.

Kapitel 4

Transienter XRL in Nickel-ähnlichem Zirkon

In einer ersten Laserstrahlzeit an der GSI wurde mit dem in Kapitel 3 beschriebenen Aufbau ein transient gepumpter Röntgenlaser mit Zirkon als Targetmaterial realisiert. Im transienten Pumpschema wurde Zirkon bisher erst einmal verwendet [117]. Die Wellenlänge des Laserüberganges von Nickel-ähnlichem Zirkon liegt bei 22,02 nm. Es wird zunächst die verwendete Diagnostik beschrieben. Diese bestand aus einer Kamera zur Abbildung des erzeugten Plasmas bei hohen Photonenergien im keV-Bereich, sowie einem XUV-Spektrograph zum Nachweis der Lasertätigkeit. Im Anschluss werden erste Ergebnisse vorgestellt.

4.1 Diagnostik

4.1.1 Crossed-Slit Kamera

Von zentraler Bedeutung für die Realisierung eines XRL ist die Erzeugung und Heizung des linienförmigen Plasmas. Dieses soll über die gesamte Länge eine konstante Breite in der Größenordnung $100\text{ }\mu\text{m}$ haben, vom Pumplaser möglichst gleichförmig ausgeleuchtet bzw. aufgeheizt werden, und ein guter Überlapp von Vor- und Hauptpuls muss auf der ganzen Länge gewährleistet sein. Die Justage der Fokussieroptiken ist ein komplexer Ablauf und muss mit großer Sorgfalt durchgeführt werden. Sie kann jedoch nur mit den niederenergetischen Pulsen des Frontend-Systems (bei einer Repetitionsrate von 10 Hz) oder mit einem kontinuierlichen Justierlaser durchgeführt werden. Somit sind die Bestrahlungsbedingungen mit denen beim eigentlichen Schuss nicht identisch. So ändert sich das Strahlprofil bei der Verstärkung im Vorverstärker, und auch die Fokussiereigenschaften können über pumpinduzierte Phasenfrontverzerrungen beeinflusst werden. Und schließlich muss das für die Justage im Linienfokus verwendete Streuobjekt (Draht, Schirm) für den Schuss durch das Target ersetzt werden. Daher ist die Kontrolle und Messung der Geometrie des tatsächlich erzeugten Linienplasmas beim eigentlichen Schuss erforderlich. Dazu kann die von dem heißen Plasma emittierte Röntgenstrahlung verwendet werden. Eine oft verwendete einfache Methode zur Abbildung von Laserpuls erzeugten Plasmen basiert auf dem Prinzip der „camera obscura“, bei der die Abbildung durch ein feines Loch realisiert wird („pinhole camera“). Um im Falle des XRL das Linienplasma über die gesamte Länge von ca. 10 mm zu erfassen und dabei

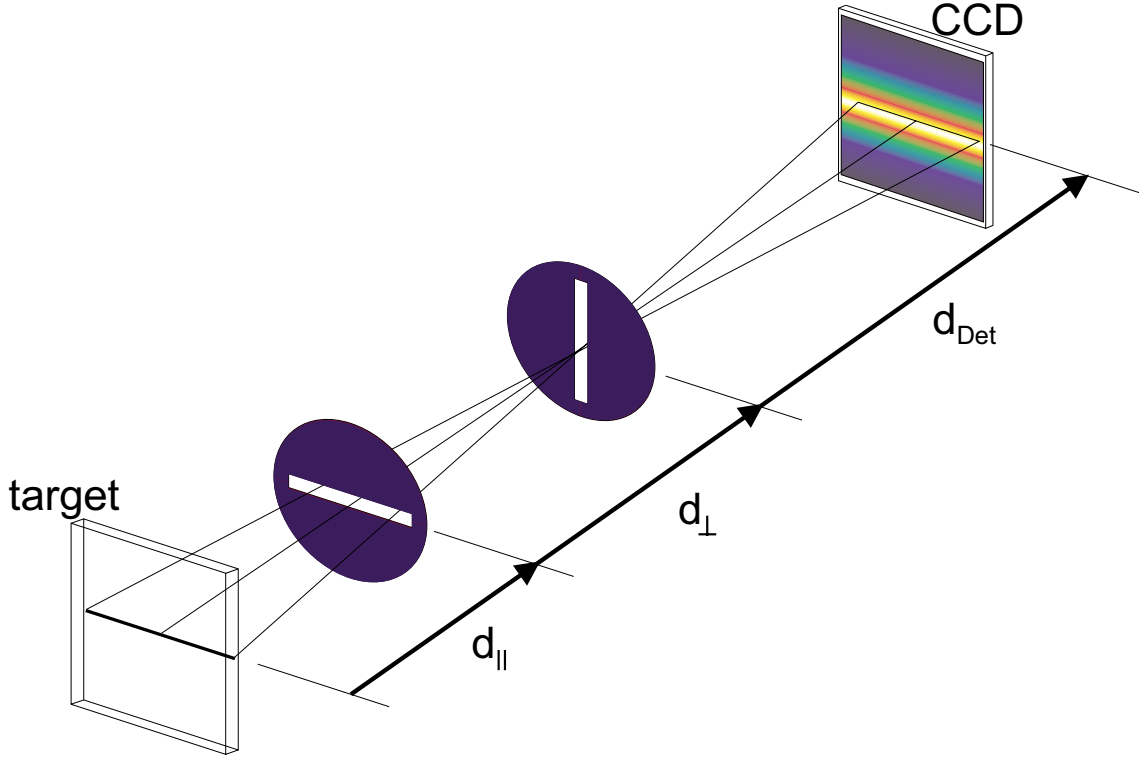


Abbildung 4.1: Schema der „crossed-slit“-Kamera (siehe Text).

gleichzeitig eine Auflösung von $10 \mu\text{m}$ transversal zum Linienfokus zu erreichen, ist eine anisotrope Vergrößerung erforderlich. Diese erhält man, wenn statt des Loches zwei gekreuzte Schlitzaperturen verwendet werden („crossed-slit camera“), je eine parallel und senkrecht zum Linienfokus (siehe Abb. 4.1). Mit dem Abstand d_{\perp} und d_{\parallel} der Schlitzes sowie des Detektors d_{Det} vom Target gilt für die Vergrößerungen M_{\perp} und M_{\parallel} senkrecht bzw. parallel zum Linienfokus:

$$M_{\perp} = \frac{d_{\text{Det}} - d_{\parallel}}{d_{\parallel}} \quad (4.1)$$

$$M_{\parallel} = \frac{d_{\text{Det}} - d_{\perp}}{d_{\perp}} \quad (4.2)$$

Die Auflösung entspricht direkt den verwendeten Schlitzbreiten s_{\parallel} und s_{\perp} . Der maximal sichtbare Bereich (field of view, FOV) wird durch die Schlitzlängen $a_{\perp, \parallel}$ begrenzt:

$$FOV_{\perp} = a_{\perp} \frac{d_{\parallel}}{d_{\perp} - d_{\parallel}} \quad (4.3)$$

$$FOV_{\parallel} = a_{\parallel} \frac{d_{\perp}}{d_{\perp} - d_{\parallel}} \quad (4.4)$$

Die für den XRL der GSI gebaute crossed-slit camera wurde auch in dem Experiment am LULI eingesetzt. Als ortsauflösender Detektor wird eine gewöhnliche CCD-Kamera (Modell TM-745, PULNIX) verwendet, bei der das normalerweise den CCD-Chip schützende Glasfenster entfernt wurde. Dadurch wird die Kamera für Photonen im keV-Bereich empfindlich.

Die Schlitzaperturen haben Breiten von $s_{\parallel} = 10 \mu\text{m}$ bzw. $s_{\perp} = 100 \mu\text{m}$ und Längen von $a_{\parallel} = 7,3 \text{ mm}$ bzw. $a_{\perp} = 3 \text{ mm}$. Sie werden in einem Aluminiumtubus montiert und direkt vor die Kamera geschraubt, so dass kein Streulicht den CCD-Chip erreichen kann. Ein Al-Filter (Dicke $\approx 0,2 \mu\text{m}$) dient zum Abblocken von sichtbarem Licht. Da Aluminium oberhalb von etwa 600 eV nahezu transparent ist, sieht die Kamera so im wesentlichen die heißen Bereiche des Plasmas.

4.1.2 XUV-Spektrograph

Neben ihrem entlang der Achse des Linienfokus gerichteten Charakter ist das Spektrum der XRL-Emission ein klares Indiz für die Lasertätigkeit des XRL. Typischerweise dominiert die Laserwellenlänge vollkommen das XRL-Spektrum und liegt mehrere Größenordnungen über dem kontinuierlichen Untergrund der isotropen Plasmaemission. Ein XUV-Spektrograph ist daher ein unerlässliches Diagnosewerkzeug.

In dem hier verwendeten Spektrographen wird ein Flat-Field-Gitter als dispersives Element eingesetzt. Bei diesem Typ Gitter wird durch einen über die Gitterfläche variierenden Linienabstand eine spektrale Fokussierung in einer Ebene senkrecht zum Gitter erreicht (Abb. 4.2), im Gegensatz zu Gittern mit homogener Liniendichte, bei denen das Spektrum auf einen Teil des Rowland-Kreises fokussiert wird. Dadurch eignen sich Flat-Field-Spektrographen besonders zum Einsatz planarer Detektoren, wie etwa CCD-Sensoren oder der Photokathode einer Streackamera (auch bei den XRL-Experimenten am LULI wurden diese Spektrographen verwendet). Das verwendete Gitter der Firma Hitachi (Typ 001-0437) ist auf einem Substrat der Größe $30 \times 50 \text{ mm}^2$ und einem Krümmungsradius von $R = 5649 \text{ mm}$ aufgebracht und besitzt eine mittlere Linienzahl von 1200 Linien/mm, welche über die Substratlänge von 1010-1450 Linien/mm variiert [118]. Durch das spezielle Design des Gitters ist der Einfallswinkel (87 Grad) sowie die Abstände zwischen Gitter und Spalt bzw. Fokalebene (237 mm bzw. 235 mm) fest vorgegeben.

Der Strahl des XRL fällt durch einen Spalt ($3 \text{ mm} \times 0,1 \text{ mm}$) in den Spektrographen. Die Ausbreitungsrichtung des XRL-Pulses ist auf Grund der senkrecht zur Targetoberfläche stehenden Elektrondichtegradienten nicht parallel zu dieser, sondern ragt typischerweise 3-5 Milliradian aus ihr heraus. Auf dieser Achse wird der Spalt zentriert. Da die Puls-zu-Puls-

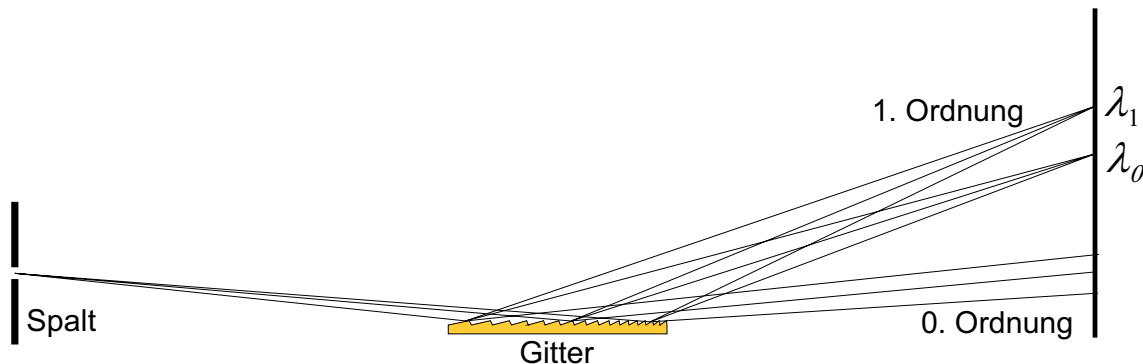


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau des „flat field“-Spektrometers. Die Spektralebene steht *senkrecht* zum Gitter.

Richtungsfluktuationen des XRL in der Richtung senkrecht zum Target größer sind als parallel dazu, wird der Spalt senkrecht zum Target ausgerichtet, um so die Winkelakzeptanz in dieser Richtung zu vergrößern. Entsprechend ist die Einfallsebene auf das Gitter parallel zum Target, und das Spektrum wird nach oben gebeugt. Als Detektor dient eine spezielle CCD-Kamera (Princeton Instruments), die durch Verwendung eines rückseitenbeleuchteten verdünnten CCD-Chip eine hohe Quanteneffizienz im XUV besitzt. Zur Unterdrückung von sichtbarem Streulicht befindet sich direkt vor dem CCD-Chip eine Filterfolie aus Aluminium. Aluminium besitzt im Bereich 17-70 nm ein Transmissionsfenster, die Transmission des eingesetzten Filters bei der Laserwellenlänge von 22 nm beträgt etwa 16 %.

Der CCD-Chip ist quadratisch und hat eine aktive Fläche von $12 \times 12 \text{ mm}^2$. Die Winkelakzeptanz des Spektrographen ist damit etwa 20 mrad, so dass der gesamte XRL-Strahl aufgenommen werden kann. Der vom CCD-Chip erfasste Spektralbereich ist im Mittel 6,5 nm. Durch Verschiebung der Kamera kann der Wellenlängenbereich von 6,5 nm bis 26,8 nm abgedeckt werden. Die Beugungseffizienz des Gitters wurde von Edelstein *et al.* für einige Wellenlängen absolut vermessen [119]:

Wellenlänge (nm)	Beugungseffizienz
6,8	8,5
17,0	12,0
25,6	10,2
30,4	7,7

Die beugungsbegrenzte Auflösung des Spektrographen ist durch die Anzahl der beleuchteten Gitterlinien N gegeben (z.B. [120]). Mit einer typischen Divergenz des XRL in Richtung parallel zum Target von 5-10 mrad sowie dem Abstand Spalt-Gitter von 237 mm ergibt sich

$$\left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \right)_{\text{Beugung}} = N = 2,6 \dots 5,3 \cdot 10^4 \quad (4.5)$$

wobei noch der Einfallswinkel auf das Gitter von 87 Grad berücksichtigt wurde. Eine weitere Auflösungsbegrenzung resultiert aus der „Körnigkeit“ des verwendeten ortsauflösenden Detektors, welche bei Verwendung einer CCD-Kamera der Pixelgröße des CCD-Chip entspricht. Bei einer mittleren Wellenlänge von 15 nm wird die Dispersion in der Detektorebene anhand der Gittergleichung Gl. 3.3 zu $dx/d\lambda = 1526 \mu\text{m}/\text{nm}$ berechnet. Mit der Pixelgröße des CCD-Chip von $12 \mu\text{m}$ ist die detektorbedingte Auflösung

$$\left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \right)_{\text{Pixel}} \approx 2 \cdot 10^3 \quad (4.6)$$

um eine Größenordnung niedriger als durch die Beugungsbegrenzung. Da auf Grund der geringen Wellenlänge die Beugung am Eintrittsspalt eine untergeordnete Rolle spielt, kann dieser an die Pixelgröße angepasst werden.

4.2 Experimentaufbau

Der Experimentaufbau ist in Abb. 4.3 gezeigt. Der Strahl des Vorverstärkers gelangt in einer Höhe von etwa 4 m in das XRL-Labor. Mit einem Strahlteiler werden 75 % der Pulsenergie

im Pulskompressor auf 0,4...7 ps komprimiert und direkt unter Vakuum in die Targetkammer eingekoppelt. Die restlichen 25 % der Pulsenergie dienen als Vorpuls. Dadurch ist eine feste zeitliche Beziehung der beiden Pulse gewährleistet. Da der Hauptpuls noch den Kompressor durchläuft, muss der Vorpuls auf einer entsprechend langen Strecke verzögert werden. Zur Fokussierung des Vorpulses kann prinzipiell dieselbe Fokussieroptik wie für den Hauptpuls verwendet werden. Die Verwendung nur einer gemeinsamen Linienfokussierung für Vor- und Hauptpuls erfordert allerdings, dass beide Pulse in etwa denselben Strahldurchmesser haben, um zu gleichlangen Linienfoki fokussiert zu werden. Die oben erwähnte Verzögerungsstrecke müsste daher aus Optiken entsprechenden Durchmessers aufgebaut werden. Beim 10 J-Kompressor der GSI beträgt die gesamte Weglänge des komprimierten Pulses durch den Kompressor etwa 18 m. Dies liegt an dem erforderlichen großen effektiven Gitterabstand, da die Dispersion des Gitters auf Grund der vergleichsweise kleinen Linienzahl von 1480 Linien/mm gering ist. Um eine Verzögerungsstrecke dieser Länge „vernünftig“ im Labor unterzubringen, muss diese mehrfach gefaltet werden. Für einen Strahl mit 70 mm Durchmesser und die dafür notwendigen Faltspiegel würde ein solcher Aufbau äußerst viel Platz einnehmen. Diese Komplikation kann umgangen werden, wenn der Strahl vor der Verzögerungsstrecke um ein Mehrfaches verkleinert wird. Dies ist möglich, da der Vorpuls nicht komprimiert wird und hier daher nicht das niedrige Fluence-Limit des Kompressionsgitters eingehalten werden muss. Der Vorpulsstrahl wird daher mit einem Linsenteleskop auf etwa $1/6$ des ursprünglichen Strahldurchmessers verkleinert. Die Verzögerungsstrecke kann so mit 1"-Spiegeln bequem mehrfach gefaltet werden und nimmt nur knapp $1/4$ eines optischen Tisches ($3\text{ m} \times 1,5\text{ m}$) ein. Eine Simulation mit einem Propagationsprogramm zeigt für einen Strahl mit 12 mm Durchmesser und einem Intensitätsprofil, das durch eine Supergauss-Funktion 6ter Ordnung beschrieben

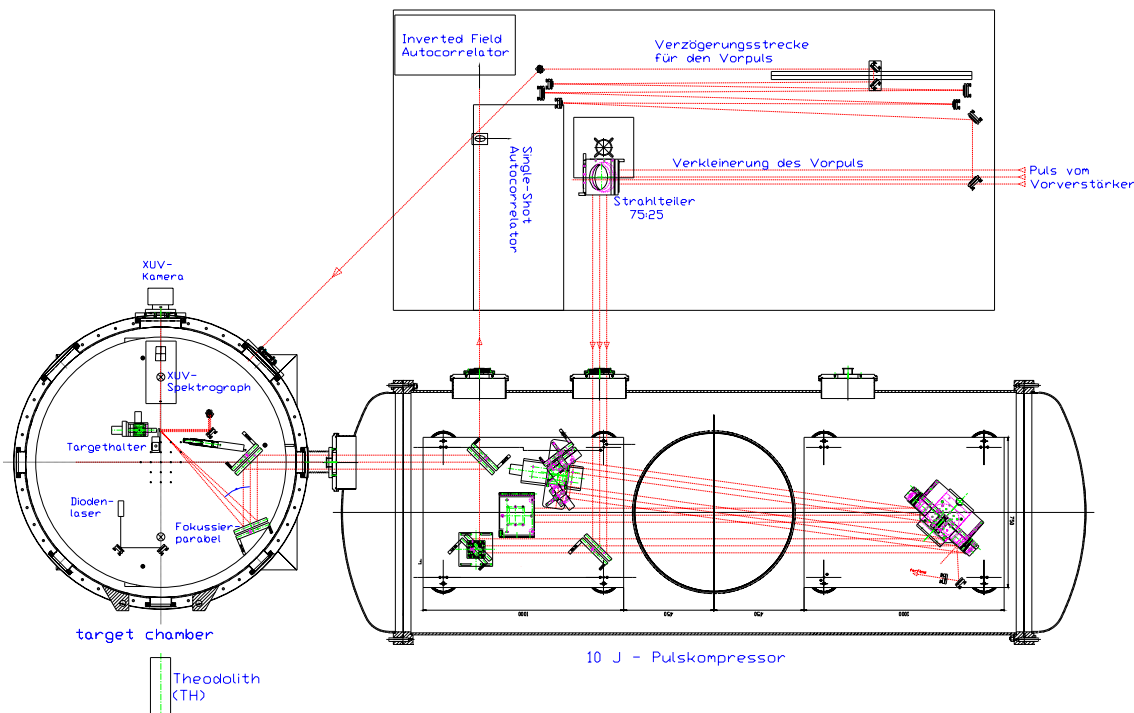


Abbildung 4.3: Experimentaufbau im XRL-Labor. Erklärungen im Text.

wird, nach der Propagation über eine Strecke von 18 m leichte Beugungsringe am Rand des Strahlprofils. Die Intensitätsverteilung im Linienfokus nach Fokussierung durch eine Zylinderlinse wird dadurch aber kaum beeinflusst. Es wurde daher auf eine Relay-Abbildung durch Teleskope verzichtet. Durch ein 2"-Fenster gelangt der Vorpuls in die Targetkammer. Da bei dem unkomprimierten Puls nichtlineare Effekte ebenfalls vernachlässigbar sind, kann die Linienfokussierung einfach mit Zylinderlinsen erfolgen. Die Fokussierung erfolgt durch eine plankonvexe Zylinderlinse mit einer Brennweite von $f = 150$ mm. Diese ist in einer Rotationshalterung gefasst, um so den Linienfokus mit dem des Hauptpulses parallel zu stellen. Durch Verstellen des Abstandes der Zylinderlinse zum Target mittels eines Mikrometertisches wird die Breite des Vorpuls-Linienfokus eingestellt. Durch die unabhängige Fokussierung von Vor- und Hauptpuls können die Linienfokus-Breiten individuell gewählt werden. Die Zeitverzögerung Δt zwischen Vor- und Hauptpuls wurde mit Hilfe einer schnellen Photodiode und einem Oszilloskop mit 500 MHz Bandbreite eingestellt. Da die Pulsform auf Grund der geringen Bandbreite des Oszilloskops auf etwas über 1 ns verbreitert war, wurde für verschiedene Einstellungen (mit $\Delta t > 1$ ns) der Verzögerungsstrecke der Zeitabstand gemessen. Die für das Experiment verwendete Einstellung von $\Delta t = 750$ ps wurde daraus durch Extrapolation bestimmt.

Mit Hilfe eines Theodolith wird eine Targetachse definiert. Auf dieser wird das Target positioniert und parallel ausgerichtet. Auch die Fokussieroptiken werden relativ zu dieser Achse auf die berechneten Positionen gebracht. Die Reflektion eines Diodenlasers an der dem Spektrographen zugewandten Kante des Targets unter einem Winkel von 5 mrad zur Targetebene repräsentiert den erwarteten XRL-Strahl und dient zur Positionierung und Ausrichtung von Eintrittsspalt und Gitter des Spektrographen. Mit einem weiteren von der Targetoberfläche reflektierten Diodenlaserstrahl werden die Spalte und die fensterlose CCD-Kamera der „Crossed-Slit“-Kamera positioniert. Die Überlagerung der Linienfoki von Vor- und Hauptpuls sowie die Einstellung der Linienfokus-Breiten (in diesem Experiment $90 \mu\text{m}$ bzw. $50 \mu\text{m}$) erfolgt mit Schrittmotoren direkt unter Vakuum mit Hilfe der Mikroskopkamera hinter dem Target.

4.3 Erste Ergebnisse

Zum Zeitpunkt des ersten Experimentes war der Vorverstärker des PHELIX-Lasers noch nicht bei voller Verstärkung spezifiziert. Daher wurde als Targetmaterial Zirkon gewählt, bei dem auf Grund der geringeren Kernladungszahl ($Z = 40$) als etwa bei Silber oder Palladium geringere Pumpintensitäten benötigt werden. Es wurden Pulsenergien von bis zu 5 J verwendet. Unter Berücksichtigung des Strahlteilers und der Transmission des Kompressors betrug die Energie des Hauptpulses am Target nur bis zu 2,4 J. Da die Targetlängen nur etwas mehr als der Hälfte der Länge der Linienfoki entsprachen, hat dieser XRL das Potential zu deutlich höheren Repetitionsraten.

Abb. 4.4 zeigt ein typisches mit dem Flat-Field-Spektrometer aufgenommenes Spektrum. Neben der Laserlinie des 4d-4p-Überganges bei 22,02 nm zeigt auch die Linie des 4f-4d-Überganges bei etwa 26,4 nm Lasertätigkeit. Normalerweise würde man von diesem Übergang keine Verstärkung erwarten, da das 4f-Niveau durch den sehr schnellen Strahlungszerrfall zum $3d^{10}$ -Grundzustand entvölkert wird, was die Bildung einer Besetzungsinversion verhindert. Unter geeigneten Plasmabedingungen jedoch ist die Opazität des Plasmas bei dieser Wellenlänge so hoch, dass das Resonanzlicht des 4f-3d-Überganges das Plasma nicht verlassen kann, sondern von dem Übergang wieder absorbiert wird. Dieses sog. „self-photopumping“

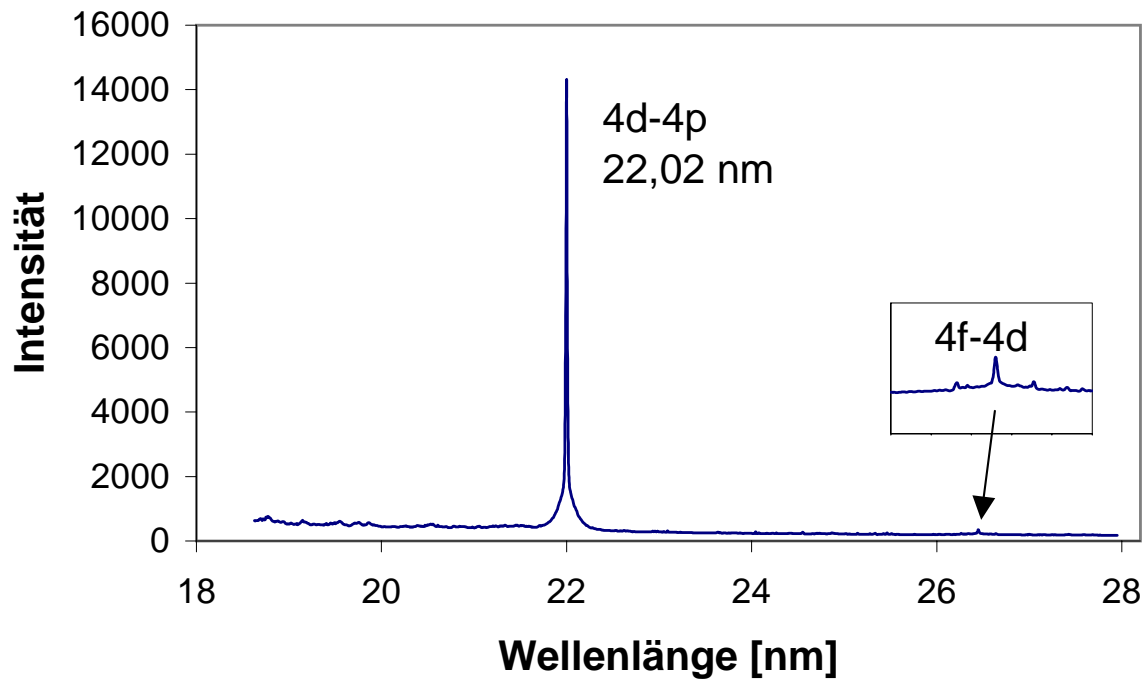


Abbildung 4.4: Typisches Spektrum des Nickel-ähnlichen Zirkon XRL an der GSI. Neben der Laserlinie des 4d-4p-Überganges zeigt auch die Linie des 4f-4d-Überganges Lasertätigkeit.

erhöht die Besetzung des 4f-Zustands [61] und ermöglicht so eine Besetzungsinversion. Das System erwies sich als äußerst stabil und robust, so war über Stunden keine Nachjustage nötig und starke Lasertätigkeit wie in Abb. 4.4 wurde mit jedem Schuss erzielt. Es wurde verifiziert, dass mit nur einem Puls (Vor- oder Hauptpuls) keine Lasertätigkeit auftrat.

Die Summe der Pixelwerte unter der Spektrallinie abzüglich des Untergrundes gibt ein Maß für die relative Pulsenergie des XRL. Allerdings muss dazu vorausgesetzt werden, dass sich die Strahlage sowie die Intensitätsverteilung im Strahlprofil am Eintrittsspalt des Spektrometers von Schuss zu Schuss nicht ändern. Unter dieser Voraussetzung wurden die Puls-zu-Puls-Schwankungen des XRL zu etwa 30 % bestimmt. Die Pumplaserenergie wurde für diese Messreihe zu etwa 25 % konstant gehalten.

Schmelzpunkt und Härtegrad von Zirkon sind fast doppelt so groß wie bei Silber. So konnten über 10 Schüsse auf dieselbe Stelle auf dem Target gesetzt werden, ohne dass die XRL-Pulsenergie merklich abnahm. Dies steht im Gegensatz zu den Erfahrungen mit Silber als Target. Hier sind nur 2-3 Schüsse auf dieselbe Stelle möglich. Mit einem Zirkon-Target ist daher ein Targetwechsel wesentlich seltener nötig. Auch dies erleichtert die Skalierung des Systems zu höheren Repetitionsraten erheblich.

Die benutzten Targets wurden mit einem hochauflösenden Mikroskop untersucht. So wurde die mittlere Ablationstiefe zu etwa $3\text{ }\mu\text{m}$ /Schuss bestimmt.

Abb. 4.5 zeigt die aus dem Spektrum bestimmten relativen Pulsenergien des XRL als Funktion der Targetlänge. Mit Hilfe eines Linford-Fit wird die Verstärkung zu $g = 4\text{ cm}^{-1}$ bestimmt. Dies ist allerdings nicht die Kleinsignalverstärkung, da bei den verwendeten Targetlängen bereits Sättigungs- sowie Brechungseffekte zu erwarten sind (siehe auch Kap. 5). Zur Bestimmung der Kleinsignalverstärkung wären deutlich kürzere Targets notwendig, welche in

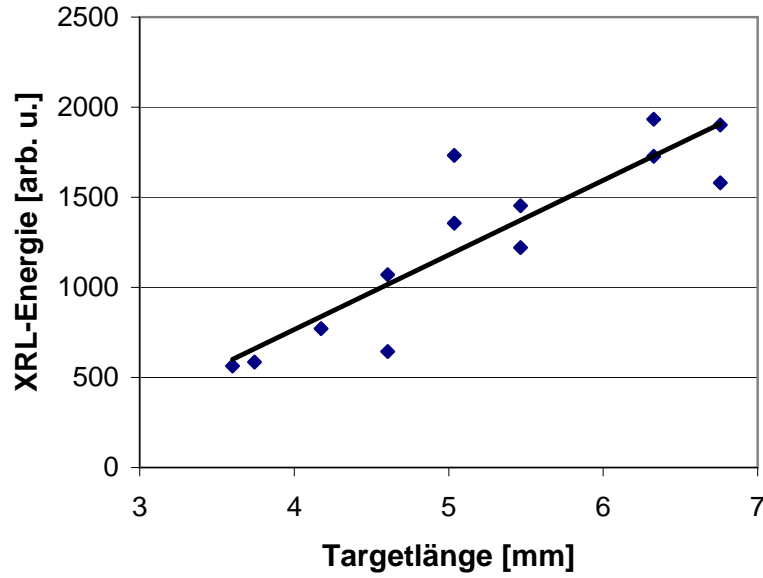


Abbildung 4.5: Zunahme der XRL-Energie mit steigender Targetlänge.

diesem Experiment nicht verwendet wurden.

Zur Optimierung der Pulsenergie des XRL wurde in einem ersten Schritt die Pulsdauer τ_p des komprimierten Hauptpulses variiert. Es wurden Pulsdauern von 0,4, 1,2, 2,4, 4,8 und 6,4 ps verwendet. Die Pumplaserenergie war konstant zu $\pm 12\%$. Die höchsten XRL-Pulsenergien wurden bei etwa $\tau_p = 4,8$ ps beobachtet, etwa einen Faktor 5 höher als bei $\tau_p = 0,4$ ps. Sehr ähnliche Ergebnisse sind in [121] berichtet, bisher aber noch nicht erklärt worden.

Eine interessante Beobachtung bei der Auswertung der Bilder der Crossed-Slit-Kamera könnte möglicherweise Hinweise für eine Erklärung geben. Die Bilder der Kamera waren bei den längeren Kurzpulsdauern deutlich stärker belichtet. Eine genauere Analyse zeigt, dass die Intensität der Bilder für die längsten Pulse um bis zu einen Faktor 10 gegenüber den kürzesten Pulsen ansteigt. Da der Aluminium-Filter vor der Kamera im wesentlichen Photonen mit Energien im keV-Bereich transmittiert, gibt die Intensität ein qualitatives Bild der Temperatur des Plasmas. Dies bedeutet, dass bei gleicher Pulsenergie aber längerer Pulsdauer höhere Plasmatemperaturen erreicht werden, was zu einer höheren Verstärkung führen und damit die höheren XRL-Pulsenergien erklären würde. Ein möglicher Grund für dieses scheinbar paradoxe Verhalten wäre, dass die Absorption des Laserlichtes für längere Pulse effizienter ist.

4.4 Ausblick: Energie- und Strahlprofilmessung

Für die Planung und Durchführung eines Spektroskopie-Experimentes ist die Ausgangsenergie des XRL-Pulses ein entscheidender Parameter. Von ihr hängt die Anregungswahrscheinlichkeit der spektroskopierten Ionen ab und daraus folgt direkt die erforderliche Messzeit, bzw. die erforderliche Produktionsrate der Ionen. Der Absolutmessung der Pulsenergie (sowie der genaueren Messung der Puls-zu-Puls-Schwankungen der Energie) kommt daher eine hohe Bedeutung zu.

Die Messung der Pulsenergie mit einer kalibrierten XUV-empfindlichen Photodiode, wie sie

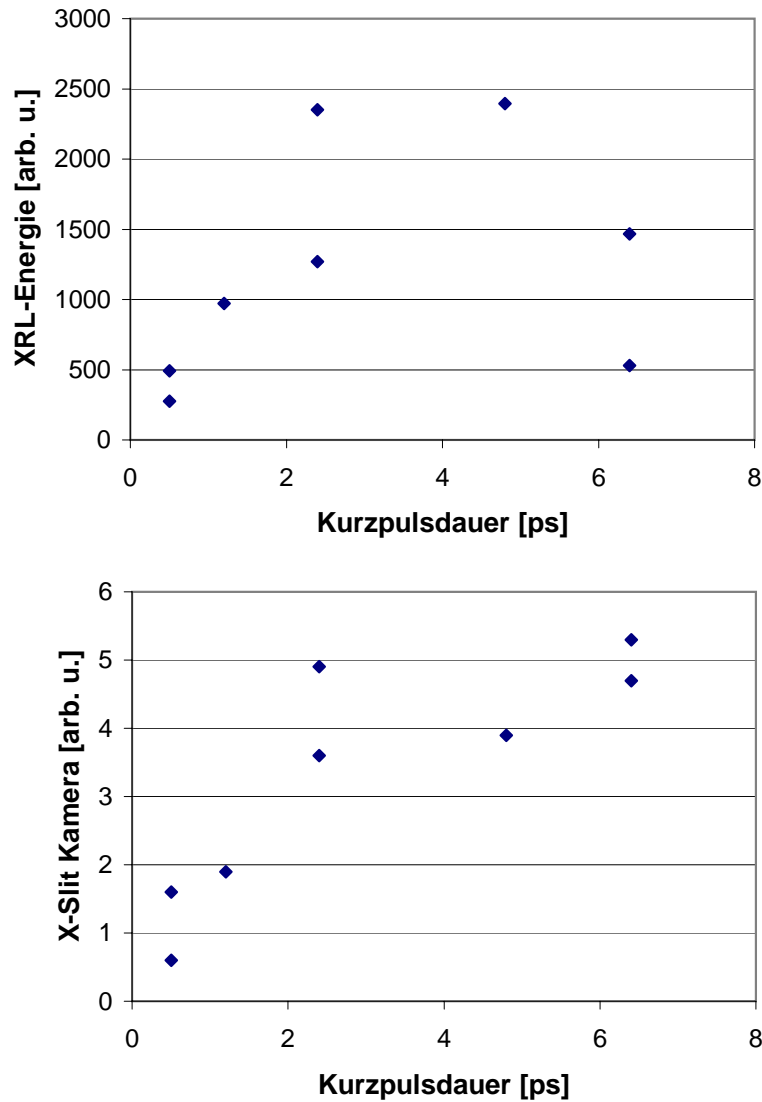


Abbildung 4.6: Messreihe der XRL-Pulsenergie für verschiedene Pumpulsdauern bei konstanter Pulsenergie. Die Abnahme zu großen Pulsdauern kann durch beginnende Überionisation erklärt werden, zu kurzen Pulsdauern möglicherweise durch eine weniger effiziente Heizung des Plasmas. Diese Vermutung wird durch die Intensität der Aufnahmen der „Crossed-Slit“-Kamera nahegelegt, die mit zunehmender Pulsdauer stark ansteigt.

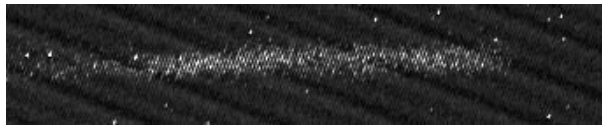


Abbildung 4.7: Die Aufnahme der Crossed-Slit-Kamera gibt ein Bild des Plasmas für keV-Strahlung wider.

bei quasistationären XRL oft eingesetzt werden (z.B. [122],[123]) ist für die kurzen Pulse von transienten XRL nur bedingt sinnvoll. Die Kalibration dieser Photodioden wird mit (kontinuierlicher) Synchrotronstrahlung durchgeführt. Da Photodioden keine integrierenden Detektoren sind, ist diese Kalibration aber nicht direkt auf sehr kurze Pulse übertragbar.

Oft wird die Pulsenergie des XRL auch aus seinem Spektrum ermittelt. Einen kalibrierten und integrierenden Detektor (CCD) vorausgesetzt, muss dafür die Transmission des Spektrographen genau bekannt sein. Wie allerdings bereits im vorigen Abschnitt angedeutet, bringt dies einige Unsicherheiten mit sich. In den Spektrographen gelangt nur das Licht, welches den Eintrittsspalt passiert. Dies setzt die Kenntnis des Strahlprofils am Spalt voraus, die in der Regel nicht gegeben ist und daher eine Annahme erfordert.

Zur genauen und zuverlässigen Bestimmung der Pulsenergie muss daher das ganze Strahlprofil des XRL von der CCD-Kamera aufgenommen werden. Da hier nicht spektral aufgelöst wird, muss die thermische Emission des Plasmas effektiv unterdrückt werden, damit der XRL vor dem thermischen Untergrund sichtbar ist. Dies geschieht zum einen durch den Abstand zwischen XRL und Kamera. Während die XRL-Strahlung gerichtet emittiert wird, ist die thermische Strahlung isotrop und nimmt daher mit steigendem Abstand schnell ab. Dennoch ist zusätzlich eine spektrale Selektion erforderlich. Diese kann z.B. durch Reflexion an einem Multischichtspiegel, welche nur für die Laserwellenlänge beschichtet ist, realisiert werden. Für die Strahlprofilmessung am GSI-XRL ist die Reflexion an einer unbeschichteten Quarzglasplatte unter streifendem Einfall vorgesehen. Bei einem „grazing“-Winkel von 7 Grad wird der kurzwellige Anteil mit $\lambda < 4\text{ nm}$ abgeschnitten, während der Aluminiumfilter vor dem CCD-Chip die langwellige Strahlung blockiert.

Strahlprofilmessungen sind für die nächste Strahlzeit geplant. Durch Integration über das Strahlprofil bei Kenntnis der Quanteneffizienz der Kamera kann so die Pulsenergie des XRL berechnet werden. Die verbleibende Unsicherheit der Messung ist nur noch durch die Unsicherheit der Transmission des Aluminium-Filters sowie der Reflexion an der Glasplatte gegeben. Die Dicke des Aluminium-Filters wird durch Abwiegen der Folie auf ca. 5 % genau bestimmt, so dass die Transmission damit auf etwa 10 % berechnet werden kann. Für genauere Messungen müsste die Transmission der Filter gemessen werden. Der Einfallswinkel auf die Glasplatte kann auf besser als 1 Grad eingestellt werden, so dass die Reflektivität ebenfalls auf $\pm 10\%$ genau bestimmt ist. Durch den Einsatz von Multilayer-Spiegeln kann diese Unsicherheit noch um einen Faktor 2-3 gesenkt werden.

Kapitel 5

Experiment zur Strahlqualität eines transienten XRL

Neben dem Design und Aufbau eines neuen transienten XRL an der GSI wurde im Rahmen dieser Arbeit in einer internationalen Kollaboration am „Laboratoire Utilisation des Laser Intenses“ (LULI) ein Experiment durchgeführt. Ziel des Experimentes war eine detailliertere Einsicht in den Verstärkungsprozess eines transienten XRL und eine Charakterisierung der Strahlqualität unter verschiedenen Pumpbedingungen.

In diesem Kapitel wird zunächst ein Überblick über das Lasersystem am LULI und den Experimentaufbau gegeben. Dabei sind viele Details der Linienfokussierung wie auch der XRL-Diagnostik in den vorangegangenen Kapiteln bereits ausführlich behandelt worden, und werden hier nicht wiederholt. So war etwa die verwendete Crossed-Slit-Kamera eine Entwicklung der GSI. Und auch die verwendeten Flat-Field-Spektrographen sind weitgehend identisch. Anschließend werden die wichtigsten Ergebnisse des Experimentes vorgestellt und besprochen. Insbesondere erlauben die Messungen der Quellgröße und Divergenz des XRL in Abhängigkeit der Pumpparameter, einen Parameterbereich einzugrenzen, in dem eine Kollimierung des XRL über große Distanzen möglich ist. Mit den erhaltenen Daten wird eine einfache Anordnung zur Kollimation des XRL simuliert.

5.1 Der Experimentaufbau am LULI

Das LULI ist eine Einrichtung des Centre National de Recherche Scientifique (CNRS) für die Erforschung der Laser-Plasma-Wechselwirkung bei hohen Intensitäten. Zu den Einrichtungen gehören ein Nd:Glas-Lasersystem mit 6 Strahlen und Pulsen von je 100 J Pulsenergie in 0,6 ns, und das sog. 100 TW-System, welches Pulse von 350 fs Dauer bei etwa 35 J Pulsenergie erzeugt. Derzeit noch im Aufbau befindlich ist das System LULI2000, welches 2 Strahlen von je 1,2 kJ Pulsenergie sowie eine Petawatt-Option bieten wird. Die Forschungseinrichtungen werden von Gruppen des LULI sowie externen französischen wie europäischen Forscherteams genutzt. Die Forschungsgebiete sind vielfältig und umfassen die Laserträgheitsfusion, Physik heißer und dichter Plasmen, Teilchenbeschleunigung, Röntgenlaser etc.

5.1.1 Das Lasersystem am LULI

Die Röntgenlasereperimente wurden am 100 TW - System des LULI durchgeführt [89]. Wie auch bei PHELIX handelt es sich um ein Ti:Sa/Nd:Glas-Hybridlasersystem. Ein Argon-Ionen-Laser gepumpter Oszillator (Tsunami von SpectraPhysics) erzeugt durch Kerr-Lens-Modelocking Pulse von etwa 1 nJ Energie und 100 fs Dauer bei einer Zentralwellenlänge von 1057 nm. Der Stretcher, ein Standard-Aufbau mit zwei Gittern (1740 Linien/mm) und einem refraktivem Teleskop streckt die Pulse auf 1,3 ns. In einem linearen regenerativen Verstärker werden Pulse mit einer Repetitionsrate von 10 Hz in etwa 100 Umläufen auf 1 mJ verstärkt, wobei das Spektrum auf etwa 9 nm eingeengt und die Pulse entsprechend auf 700 ps verkürzt werden. Ein einzelner Puls wird in den nun folgenden vier Verstärkerstufen aus Nd:Glas auf 30 mJ, 300 mJ, 2 J und schließlich auf 100 J verstärkt. Die ersten 3 Verstärkerstufen mit Durchmessern von 16, 25 und 45 mm bestehen aus je einem Phosphat- und einem Silikatglas-Verstärkerstab. Der letzte Verstärker besitzt eine freie Apertur von 108 mm und enthält drei Phosphatglasscheiben. Er wird im Doppelpass betrieben, wobei die beiden Durchläufe durch einen Polarisator mit einem Faraday-Rotator davor getrennt werden. Zwischen den Verstärkerstufen befindet sich je ein Raumfilter zur Strahlglättung und -abbildung. Zur Isolation gegen Rückreflexe dienen 2 Pockelszellen am Eingang der Nd:Glas-Verstärkerkette und nach der zweiten Verstärkerstufe, sowie der Faraday-Isolator in der letzten Verstärkerstufe. Durch die Mischung der Glassorten in den ersten drei Verstärkerstufen wird eine Erhöhung der effektiven Verstärkungsbandbreite erreicht, so dass das Spektrum am Ende der gesamten Verstärkerkette eine Halbwertsbreite von 6,7 nm besitzt. Der Kompressor ist als Standardanordnung nach Treacy aufgebaut und komprimiert die Pulse in zweifachem Durchgang auf 330 fs. Die Kompression des Pulses findet in Vakuum statt. Bei einem Einfallswinkel von 72,5 Grad beträgt der Gitterabstand 1 m. Der Strahldurchmesser durch den Kompressor beträgt 87 mm. Damit liegt die maximal zulässige Pulsenergie bei unter 50 J (der Rest der 100 J kann als Vorpuls verwendet werden) und die Energie der komprimierten Pulse bei maximal 35 J. Die Repetitionsrate des Systems ist durch die Abkühlzeit des letzten Verstärkers gegeben und auf einen Schuss in 20 Minuten begrenzt.

5.1.2 Experimentaufbau

Bei diesem Experiment wurden Pulsenergien von insgesamt bis zu 60 J eingesetzt. Mit einem Strahlteiler wurden vor dem Kompressor 62 % des Strahls für den Vorpuls abgezweigt. Somit standen für den Vorpuls bis nahezu 40 J zur Verfügung und bis zu 15 J im komprimierten Hauptpuls. Die Zeitverzögerung zwischen den beiden Pulsen wurde mit Hilfe einer schnellen Photodiode eingestellt. Zur Fokussierung des Kurzpulses wurde die in Kap. 3.4 vorgestellte Kombination von Off-Axis-Parabel und sphärischem Spiegel eingesetzt. Die Brennweite der Off-Axis-Parabel war $f_{\text{OAP}} = 300$ mm, die Brennweite des sphärischen Spiegels $f_{\text{SM}} = 150$ mm. Bei einem Strahldurchmesser von 87 mm erzeugt die Anordnung einen Linienfokus einer Gesamtlänge von 20 mm (vgl. Abb 3.17). Damit betrug die maximale lineare Energiedeposition des Hauptpulses 1,1 J/mm. Es wurden Targets von bis zu 10 mm Länge verwendet. Die intrinsische TW der Anordnung beträgt $2,7c$. Durch Verdrehung des zweiten Kompressorgitters um $\epsilon = 0,296^\circ$ wird die TW auf c abgebremst und durch Änderung des Gitterabstandes um $\Delta L = 15,3$ mm die Ebene der besten Kompression auf das Target abgebildet. Die Dejustage führt zu einer Verlängerung der Pulsdauer an den Rändern des Linienfokus auf 750 fs. Der Vorpuls wurde nach Durchlaufen einer Verzögerungstrecke in die

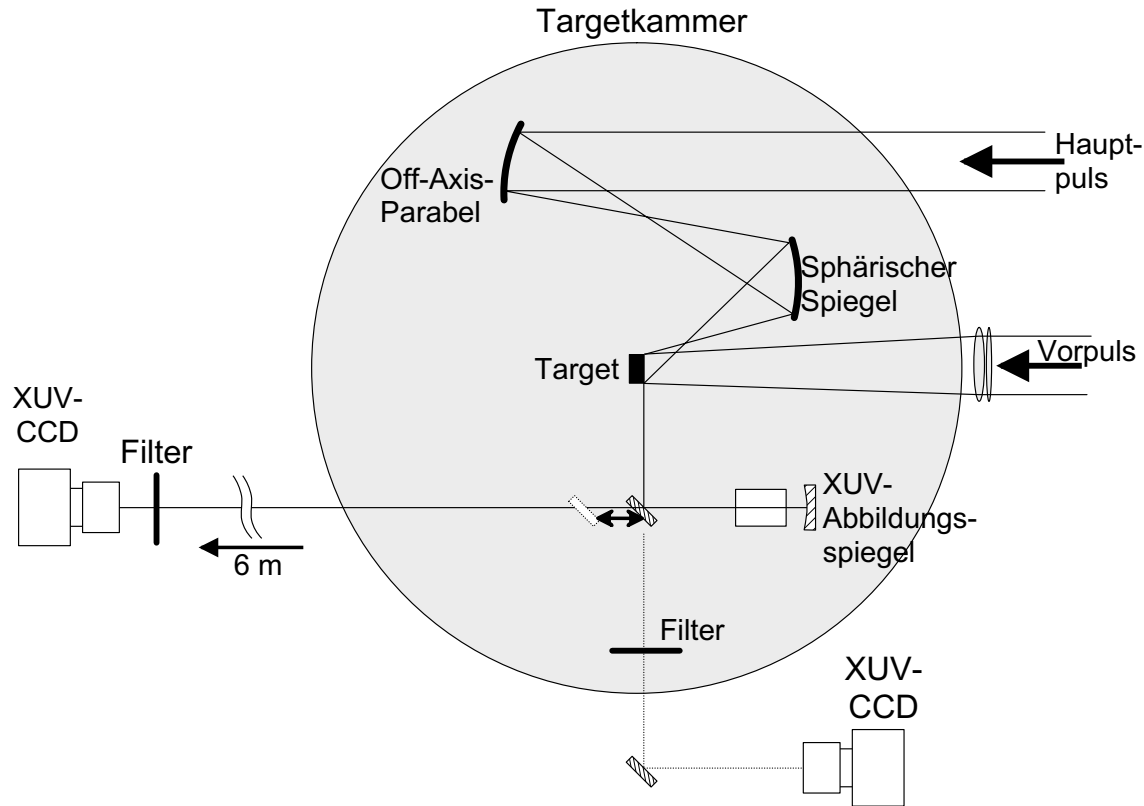


Abbildung 5.1: Aufbau des XRL-Experimentes am LULI. Mit einem motorisierten Umlenkspiegel kann der XRL-Puls wahlweise zur Fernfeldkamera oder zum Nahfeldabbildungssystem gelenkt werden. Nicht gezeigt sind die zwei Crossed-Slit-Kameras, welche von oben sowie senkrecht auf das Target gerichtet sind.

Targetkammer eingekoppelt und mit einer Kombination einer sphärischen und einer Zylinderlinse fokussiert. Dadurch konnte die Breite der Linienfoki unabhängig eingestellt werden. Zur Justage, Kontrolle und Überlagerung der Linienfoki wurde der Schattenwurf eines auf ein Glassubstrat aufgedampften Metallstreifens einer Breite von $100\ \mu\text{m}$ betrachtet. Dazu musste dieser exakt an die Position des Targets gebracht und ausgerichtet werden. Durch vertikales Verfahren des Metallstreifens mit einem motorisierten Mikrometertisch konnte anhand der Veränderungen des Schattenwurfes auch auf die Breite der Linienfoki geschlossen werden. Diese Methode erwies sich allerdings als zu ungenau, so dass die für die Berechnung der Pumpintensitäten benötigte Breite der Linienfoki aus den Aufnahmen der Crossed-Slit-Kameras ermittelt werden musste. Die bei diesem Experiment verwendeten Pumpintensitäten des Hauptpulses betrugen $I_{\text{ps}} = 1..9 \times 10^{15}\ \text{W}/\text{cm}^2$.

5.1.3 Diagnostik

Zu Beginn des Experiments wurde ein Flat-Field-Spektrometer (Kap. 4.1.2) eingesetzt. Dieses diente jedoch nur zum Nachweis der Lasertätigkeit und wurde nach den ersten Schüssen durch einen Aufbau zur Nahfeld- und Fernfelddiagnostik ersetzt (Abb. 5.1).

Zur Charakterisierung des Fernfeldes wurde der XRL-Puls nach einer Entfernung von etwa 1,5 Metern mittels eines XUV-Multilayerspiegels direkt auf eine XUV-empfindliche CCD-Kamera gelenkt. Die Reflektivität des Multilayerspiegels ist um die Wellenlänge des XRL bei 13,9 nm zentriert, bei einer geringen Bandbreite von etwa 0,5 nm. Somit wird sehr effektiv die thermische Emission des Laserplasmas unterdrückt. Sichtbares Licht und das Infrarot des Pumplasers wurde durch dünne Folien aus Zirkonium abgeblockt. Zur Nahfeldmessung wird ein weiterer Multilayerspiegel in den Strahlengang des XRL gefahren. Dieser lenkt das Licht auf einen Abbildungsspiegel in einem Abstand von 0,5 m zur Austrittsebene des XRL (dem Ende des Targets und somit des XRL-Verstärkungsmediums), welcher in einer Entfernung von 6 Metern ein 12-fach vergrößertes Bild der Austrittsebene auf eine zweite XUV-empfindliche CCD-Kamera wirft. Der asphärisch polierte Abbildungsspiegel ist speziell für diese Konfiguration korrigiert, so dass eine Auflösung von etwa $1\text{ }\mu\text{m}$ in der Objektebene erreicht wird [124]. Dies entspricht auch der Limitierung der Auflösung durch die Pixelgröße der verwendeten CCD von $12 \times 12\text{ }\mu\text{m}^2$. Zur Abbildung der Röntgenemission des XRL-Plasmas dienten zwei „Crossed-Slit Kameras“ (siehe Kap. 4.1.1). Mit beiden Kameras konnte die gesamte Länge des XRL-Plasmas von bis zu 10 mm erfasst werden. Eine Kamera war nahezu senkrecht auf das Target gerichtet. Mit einer Vergrößerung transversal zum Linienfokus von etwa $M_{\perp} \approx 1$ und einer Auflösung von etwa $30\text{ }\mu\text{m}$ diente sie zur Kontrolle des Überlapp der beiden Linienfoki sowie zur Abschätzung der Breite des XRL-Plasmas. Eine Auflösung von Substrukturen innerhalb des Plasmas war nicht möglich. Die zweite Crossed-Slit-Kamera war unter einem flachem Winkel zum Target auf das Plasma gerichtet und nahm so Bilder des XRL-Plasmas von der Seite auf. Diese Kamera wurde an der GSI entwickelt und erreicht eine Vergrößerung von $M_{\perp} \approx 4$ bei einer Auflösung von $10\text{ }\mu\text{m}$.

5.2 Messungen

5.2.1 XRL-Spektrum

Abb. 5.2 zeigt ein mit dem Flat-Field-Spektrometer aufgenommenes Bild. Wie beim XRL an der GSI zeigt auch hier die Linie des 4f-4d-Überganges (in Nickel-ähnlichem Silber bei 16,1 nm) Lasertätigkeit. Wie Simulationen von Nilson *et al.* für einen transienten XRL in Nickel-ähnlichem Molybdän unter vergleichbaren Pumpbedingungen zeigen, ist die Lebensdauer der Verstärkung durch den 4f-4d-Übergang deutlich geringer als beim 4d-4p-Übergang [61]. Der Einsatz einer optimal angepassten Travelling-Wave-Anregung ist daher hier besonders wichtig. Wie die Simulationen auch zeigen, ist die Ausdehnung der Verstärkungsregion des 4f-4d-Übergangs in Richtung senkrecht zum Target wesentlich geringer als beim 4d-4p-Übergang. Dies erklärt die geringere Divergenz der Laserstrahlung bei 16,1 nm. Diese kann ebenfalls aus der Aufnahme des Spektrometers abgeleitet werden. Sie beträgt in diesem Fall etwa 6,5 mrad für die Linie bei 13,9 nm sowie 4 mrad bei 16,1 nm.

Da bei den folgenden Nahfeld- und Fernfeldmessungen XUV-Multilayerspiegel verwendet wurden, die für die Wellenlänge von 13,9 nm beschichtet waren, zeigen diese Messungen jeweils nur die Emission des 4d-4p-Überganges.

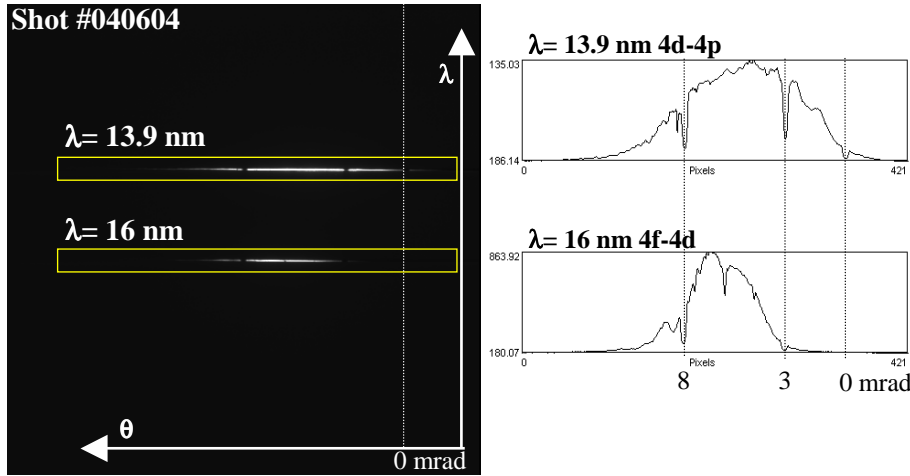


Abbildung 5.2: Aufnahme des Spektrometers. Die zweite Laserlinie des 4f-4d-Überganges zeigt starke Lasertätigkeit, bei geringerer Divergenz. Der Ablenk- und Divergenzwinkel wird mit Hilfe von dünnen Referenzdrähten bestimmt.

5.2.2 Pulsenergie und Intensität des XRL

Die Winkelakzeptanz des Systems zur Nahfeldabbildung beträgt etwa 16 mrad. Die XRL-Emission wird daher vollständig vom Abbildungssystem erfasst, und aus dem Bildinhalt kann bei bekannter Quanteneffizienz η und Gesamttransmission des Systems die Pulsenergie des XRL ermittelt werden. Sie ergibt sich zu:

$$E_{\text{XRL}} = \frac{N}{\eta T R_1 R_2 R_3} h\nu. \quad (5.1)$$

Dabei ist N die Summe über alle Pixelwerte nach Abzug des Untergrunds und $h\nu = 89 \text{ eV}$ die Energie eines XRL-Photons (der Wellenlänge 13,9 nm). Die Quanteneffizienz der XUV-Kamera war mit $\eta = 0,44$ angegeben. Die Transmission der verwendeten Filter betrug $T = 0,001$ und die Reflektivität der insgesamt drei Spiegel $R_1 R_2 R_3 \approx 0,25$. Die Intensität wird nach

$$I_{\text{XRL}} = \frac{E_{\text{XRL}}}{A \cdot \tau_{\text{XRL}}} \quad (5.2)$$

berechnet. Dabei bezeichnet A die Fläche der emittierenden Region, welche ebenfalls aus dem Nahfeldabbildung ermittelt wird. Auf Grund elektronischer Probleme der schnellen XUV-Streakkamera konnte die Pulsdauer des XRL in diesem Experiment nicht gemessen werden. Frühere Messungen an Ni-ähnlichen Silber-XRL unter vergleichbaren Pumpbedingungen zeigen eine äußerst kurze Pulsdauer des XRL von nur $(1,8 \pm 0,2) \text{ ps}$ [125], welche durch Verstärkungseinengung erklärt werden kann [63]. Zur Berechnung der XRL-Intensitäten in diesem Experiment wurde die Pulsdauer daher mit 5 ps konservativ abgeschätzt.

In Abb. 5.3 ist die Pulsenergie des XRL gegen die Targetlänge aufgetragen. Die Fehlerbalken entsprechen der maximalen Fluktuation der gemessenen Werte. Dabei wurden nur Schüsse ausgewählt, bei denen relevante Parameter wie Pumplaserenergie und Linienfokusbreiten konstant gehalten wurden. Bei Targetlängen von 10 mm wurden mehrere Mikrojoule an Pulsenergie gemessen.

Beim zeitlichen Abstand Δt zwischen Vor- und Hauptpuls werden zwei Fälle unterschieden:

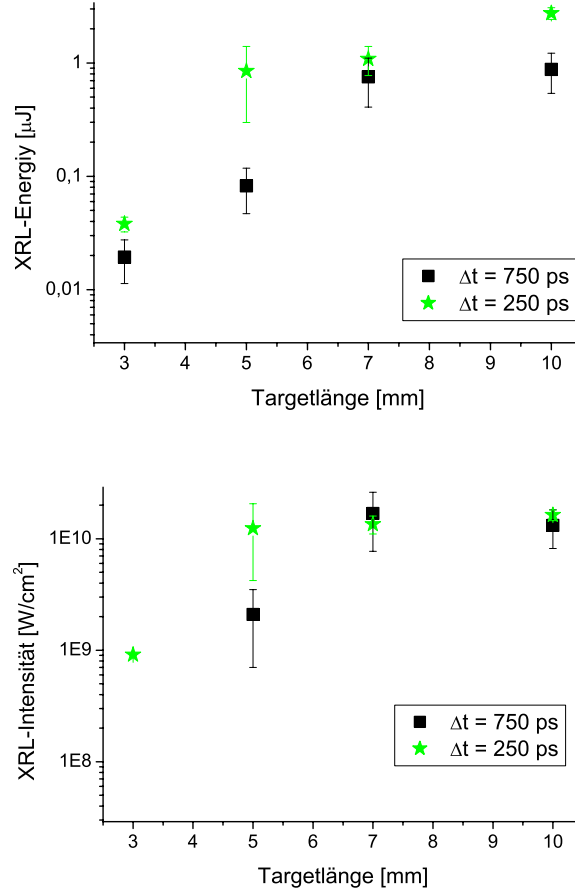


Abbildung 5.3: Zunahme der XRL-Pulsenergie (oben) bzw. -intensität (unten) mit steigender Targetlänge, für zwei verschiedene Zeitverzögerungen zwischen Vor- und Hauptpuls.

a) $\Delta t = 750$ ps und b) $\Delta t = 250$ ps. Mit steigender Targetlänge ist für beide Fälle zunächst eine starke Zunahme der Energie zu beobachten. Für $\Delta t = 750$ ps wird die Energiezunahme ab einer Targetlänge von 7 mm deutlich geringer, bei $\Delta t = 250$ ps bereits ab 5 mm.

Dies kann im Wesentlichen auf zwei Ursachen zurückgeführt werden. Zum einen geht der Laserübergang in Sättigung. Dies wird ebenfalls aus Abb. 5.3 ersichtlich, wo die Intensität des XRL-Pulses gegen die Targetlänge aufgetragen ist. Sie liegt für die Targetlängen, bei denen die Intensitätszunahme geringer wird bei über $10^{10} \text{ W}/\text{cm}^2$ und damit über der Sättigungsintensität, die bei den gegebenen Plasmabedingungen berechnet wird (siehe Abschätzung in Abschn. 2.3.2).

Ein weiterer Grund liegt in der Refraktion des XRL-Pulses aus der Zone hoher Verstärkung. Die nach dem einfachen Modell in Abschnitt 2.4 hergeleitete maximale Verstärkungslänge L_{max} (Gl. 2.30) ergibt sich mit der gemessenen Breite der Verstärkungszone von $25 \mu\text{m}$ (siehe Abschnitt 5.2.4) zu $L_{\text{max}} \approx 3$ mm bei $\Delta t = 250$ ps bzw. $L_{\text{max}} \approx 7,5$ mm bei $\Delta t = 750$ ps. Dies erklärt das frühere Abknicken der Intensitätszunahme für $\Delta t = 250$ ps. Die Interpretation wird gestützt von den Nahfeldaufnahmen für verschiedene Targetlängen (Abschn. 5.2.4), und auch neuere Simulationsergebnisse reproduzieren diese Ergebnisse [126].

Aus dem Anstieg der Intensität zwischen 3 mm und 5 mm langen Targets kann die Kleinsignalverstärkung mit Hilfe der Linford-Formel abgeschätzt werden. Für $\Delta t = 250$ ps ist $g \approx 14 \text{ cm}^{-1}$, dagegen nur $g \approx 10 \text{ cm}^{-1}$ für $\Delta t = 750$ ps, was darauf zurückzuführen ist, dass die Verstärkung für den kürzeren Zeitabstand bei höheren Dichten stattfindet [126].

Die vergleichsweise geringen Werte für die Kleinsignalverstärkung sind vermutlich unterschätzt, da die Werte bereits aus dem Bereich beginnender Sättigung stammen. Für eine genauere Bestimmung der Kleinsignalverstärkung wären Werte bei noch geringeren Targetlängen erforderlich, die in diesem Experiment nicht verwendet wurden.

5.2.3 Fernfeld- /Divergenzmessung

Während aus den Bildern des Flat-Field-Spektrographen nur die horizontale Divergenz der XRL-Emission bestimmt werden kann, liefert die Messung der Fernfeldintensitätsverteilung das gesamte Strahlprofil des XRL und damit auch die Divergenz in vertikaler Richtung. Abb. 5.4 zeigt zwei Fernfeldaufnahmen, bei denen der zeitliche Abstand zwischen dem Vor- und dem Hauptpuls variiert wurde. Für einen Abstand der Pulse von 250 ps beträgt die Divergenz horizontal 5 mrad und vertikal 15 mrad. Wird der Pulsabstand auf 750 ps verlängert, so verringert sich die horizontale Divergenz auf 3 mrad und die vertikale Divergenz auf 6 mrad. Auf Grund der hydrodynamischen Expansion des Plasmas und der Relaxation der anfänglich großen Elektrondichtegradienten, verringern sich die Brechungseffekte. Diese Interpretation wird auch durch die Nahfeldaufnahmen bestätigt.

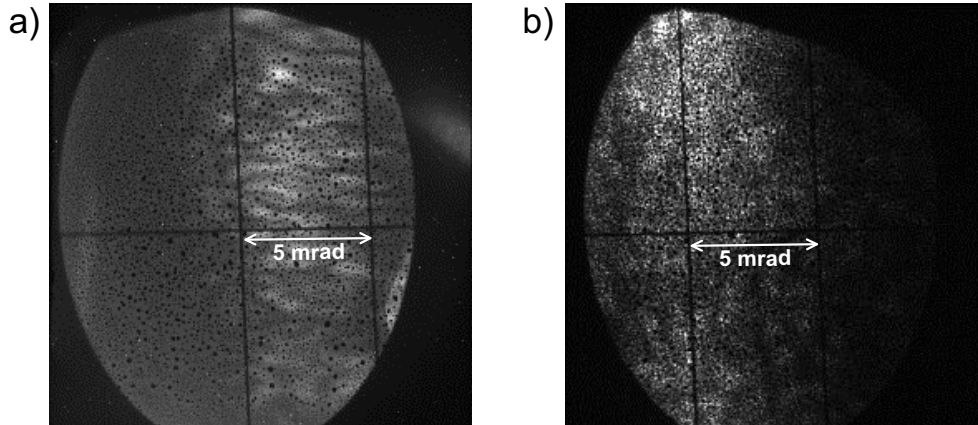


Abbildung 5.4: Strahlprofil des XRL nach einer Propagation von 1,5 Metern (Fernfeld) für a) $\Delta t = 750$ ps und b) $\Delta t = 250$ ps. Die dunklen Linien stammen von feinen Drähten zur Eichung der Messung des Divergenzwinkels.

5.2.4 Nahfeldmessung

Die Untersuchung der Intensitätsverteilung am Ende des XRL-Plasmas für verschiedene Targetlängen liefert einen Einblick in die Entwicklung des Strahlungsfeldes der XRL-Strahlung auf ihrem Weg durch das Verstärkungsmedium und ist somit für das Verständnis der Prozesse in XRL sehr wichtig. Gleichzeitig kann mit den so erhaltenen Daten zur Quellgröße des XRL

die Kollimierbarkeit des XRL-Pulses simuliert werden. Daher wurde ein Großteil der Daten mit dieser Konfiguration genommen.

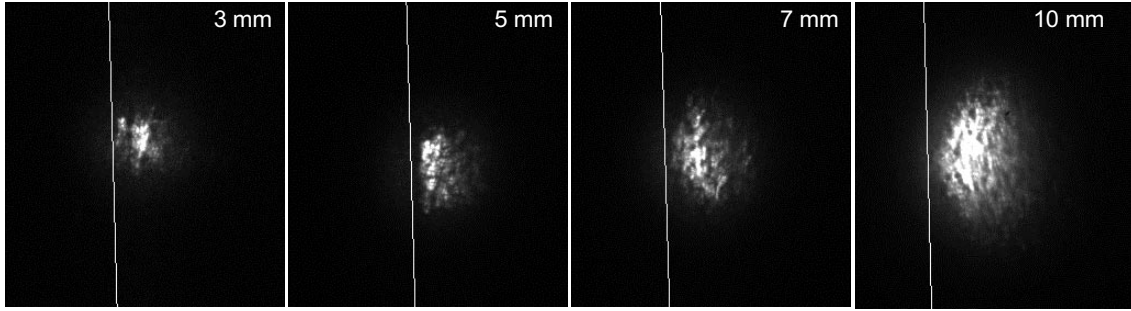


Abbildung 5.5: Nahfeldaufnahmen für verschiedene Targetlängen. Sie entsprechen der Entwicklung der Laserstrahlung entlang des Laserplasmas. Die weiße Linie deutet die Position des Targets an.

Entwicklung von Größe und Position des Nahfeld Abb. 5.5 zeigt eine Serie typischer Aufnahmen der Intensitätsverteilung des XRL für verschiedene Targetlängen. Auf Grund des hohen Dynamikbereiches der 16-Bit CCD-Kamera lässt sich die Targetposition im Bild durch Erhöhen des Kontrastes auffinden. Daher können für die Entfernung der Strahlungsverteilung zum Target Absolutwerte angegeben werden. Diese sind in Abb. 5.2.4 als Funktion der Targetlänge aufgetragen. Die Fehlerbalken zeigen die Streuung der Positionen von Schuss zu Schuss an. Bei einer Targetlänge von 10 mm und $\Delta t = 750$ ps beträgt die Streuung knapp unter $10 \mu\text{m}$. Diese Fluktuationen resultieren im Wesentlichen aus Unterschieden in der Dichteverteilung senkrecht zum Target zum Zeitpunkt des Eintreffens des Hauptpulses, z.B. durch Fluktuationen der Vorpulsenergie oder der lokalen Beschaffenheit der Targetoberfläche. Die Streuung der Position der Emissionsverteilung übersetzt sich in eine Richtungsschwankung des kollimierten XRL-Strahls (siehe Abschn. 5.3). Die Streuung der Position in vertikaler Richtung (parallel zum Target) ist nicht ohne Weiteres aus den Daten zu gewinnen, da hier ein absoluter Referenzpunkt fehlt. Allerdings hängt die vertikale Position der Emission nur geringfügig von den Plasmabedingungen ab. Fluktuationen der vertikalen Position resultieren somit im Wesentlichen nur aus Stabilität der Fokussierungsoptiken und sollten unter $5 \mu\text{m}$ liegen.

Bei den ausgewählten Daten wird wieder zwischen den zwei verschiedenen Zeitabständen Δt zwischen Vor- und Hauptpuls von 250 ps und 750 ps unterschieden. Während bei $\Delta t = 750$ ps die Entfernung zum Target nahezu konstant bei etwa $30 \mu\text{m}$ liegt, ist für $\Delta t = 250$ ps eine starke Ablenkung der Strahlung auf dem Weg durch das Plasma sichtbar. Diese entsteht durch Refraktion an dem auf Grund der kurzen Relaxationszeit wesentlich stärkeren Elektrondichtegradienten senkrecht zur Targetoberfläche. Rechnungen der Strahlungsentwicklung entlang des Laserplasmas, in denen eine exponentiell abnehmende Dichteverteilung angenommen wird, sagen für kurze Targetlängen eine Strahlungsrichtung zum Target hin voraus, die dann erst für größere Längen vom Target weggebrochen wird [50]. Dieser Effekt ist in den Daten für $\Delta t = 250$ ps deutlich zu erkennen.

Auch bei der Entwicklung der Ausdehnung des Strahlprofils ist deutlich der Einfluss der Dichtegradienten zu erkennen. Die horizontale Ausdehnung (senkrecht zum Target) ist in Abb.

5.7 wiedergegeben. Für $\Delta t = 750$ ps ist die Ausdehnung nahezu konstant bei etwa $25 \mu\text{m}$. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der Ausdehnung der heißen Region des Plasmas, die aus den Aufnahmen der an der GSI entwickelten Crossed-Slit-Kamera gewonnen wurden. Für $\Delta t = 250$ ps ist dagegen eine starke Zunahme der horizontalen Ausdehnung zu sehen, bei 10 mm langen Targets auf etwa $50 \mu\text{m}$. Die Ausdehnung ist damit deutlich größer als die Breite der heißen Plasmazone. Dies unterstützt die in Abschn. 5.2.2 gemachte Annahme, dass die Abnahme der Verstärkung wesentlich auf die Brechung an Dichtegradienten zurückzuführen ist, die bei $\Delta t = 250$ ps wesentlich stärker ausgeprägt sind.

Ein solches „Auffächern“ der Strahlung ist auch bei der Entwicklung der vertikalen Ausdehnung (parallel zum Target) zu beobachten (Abb. 5.7). Diese steigt für $\Delta t = 250$ ps und 10 mm Targetlänge auf bis zu $80 \mu\text{m}$, während sie für $\Delta t = 750$ ps konstant bei etwa $50 \mu\text{m}$ liegt, was wieder mit der aus den Crossed-Slit-Aufnahmen bestimmten Breite der heißen Plasmaregion gut übereinstimmt.

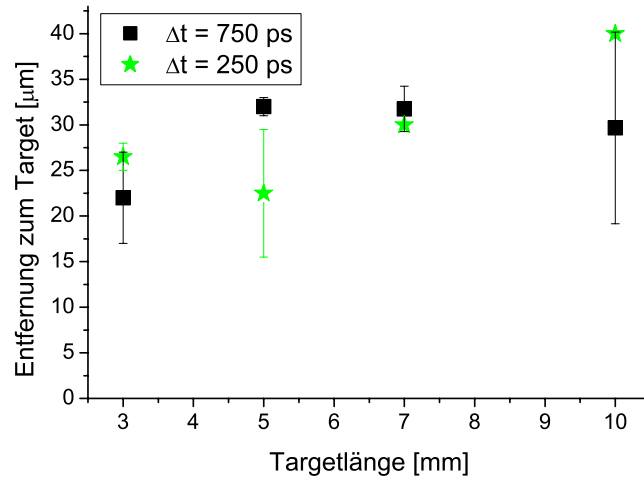


Abbildung 5.6: Entfernung der Strahlungsverteilung (Maximum) zum Target. Während die Entfernung für $\Delta t = 750$ ps nahezu konstant ist, wird die Strahlung für $\Delta t = 250$ ps senkrecht vom Target weg abgelenkt.

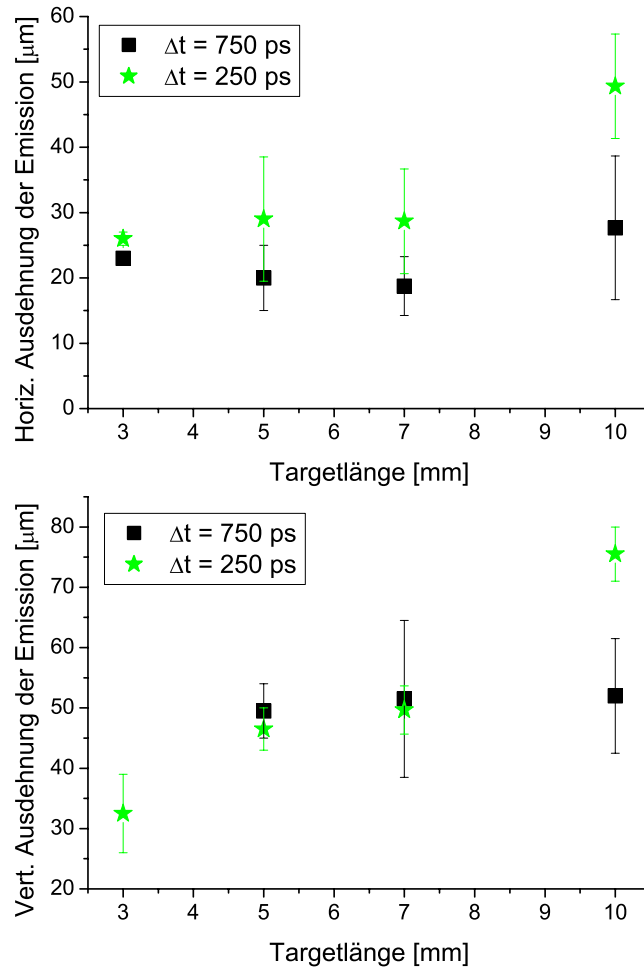


Abbildung 5.7: Horizontale und vertikale Ausdehnung der Strahlungsverteilung. Für $\Delta t = 250$ ps ist eine starke Zunahme mit steigender Targetlänge zu beobachten, bei $\Delta t = 750$ ps ist sie konstant.

Variation der Breite des Vorpulslinienfokus Die Einführung eines Vorpulses bei der Realisierung von Langpuls-gepumpten XRL durch Nilson *et al.* ([51]) führte zu einer erheblichen Verringerung der erforderlichen Pumpintensitäten. Die Aufgabe des Vorpulses ist es, aus dem Targetmaterial ein Plasma mit einem möglichst hohen Anteil an Ionen des gewünschten Ionisationszustandes (z.B. Neon- oder Nickel-ähnlich) zu erzeugen sowie durch eine Expansionszeit die geeigneten Plasmaparameter für die Absorption des darauffolgenden Hauptpulses, die Bildung einer ausgedehnten Verstärkungszone sowie die Propagation der verstärkten spontanen Emission, des Laserlichtes, einzustellen. Seitdem wird bei allen realisierten XRL die eine oder andere Variante der Vorpulstechnik verwendet. Während der zeitliche Abstand zwischen Vor- und Hauptpuls vorwiegend die Plasmabedingungen in Richtung senkrecht zum Target beeinflusst, kann durch die Breite des Vorpulslinienfokus die Plasmadichteverteilung parallel zum Target eingestellt werden. Abb. 5.8 zeigt eine Nahfeldaufnahme mit Linienfokusbreiten von $150\ \mu\text{m}$ für den Vorpuls sowie $50\ \mu\text{m}$ für den Hauptpuls. Es sind deutlich zwei emittierende Zonen zu sehen. Wird der Vorpulslinienfokus auf $200\ \mu\text{m}$ verbreitert, so verschmelzen diese zu einer zusammenhängenden Emissionsverteilung. Dies stützt die Annahme der Existenz mehrerer unabhängiger aber teilweise kohärenter Quellen, nachdem in Fernfeldaufnahmen Interferenzstreifen beobachtet worden waren [127].

Zur Erklärung der Aufspaltung der Emission werden zur Zeit zwei Ansätze diskutiert. 1.) Die Doppelstruktur wird durch eine Aufspaltung der Strahlung auf Grund von Brechung an der in vertikaler Richtung konvexen Elektrondichteverteilung verursacht. Durch einen vergrößerten Linienfokus und damit ein breiteres Vorplasma sind die vertikalen Dichtegradienten innerhalb der Verstärkungszone weniger ausgeprägt. 2.) Die Dichteverteilung zum Zeitpunkt des Eintreffens des Hauptpulses führt zur Absorption des Hauptpulses in zwei getrennten Regionen und damit zur Bildung zweier getrennter Verstärkungszone. Die Intensitätsverteilungen in

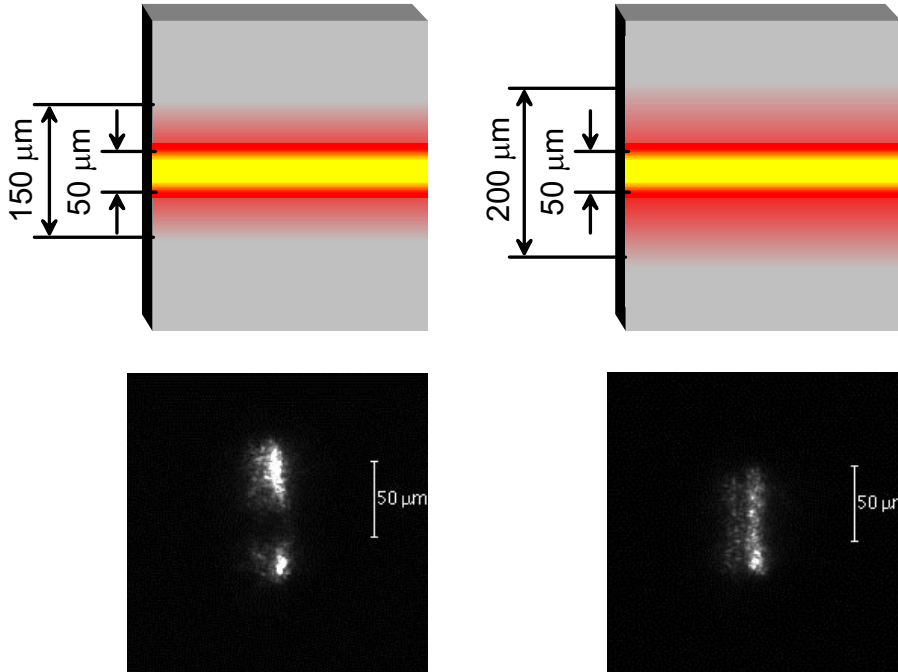


Abbildung 5.8: Effekt unterschiedlicher Linienfokusbreiten des Vorpulses.

Abb. 5.8 wurden bei einer Targetlänge von nur 3 mm aufgenommen. Eine Aufnahme unter gleichen Pumpbedingungen bei einer Targetlänge von 10 mm zeigt ebenfalls die Doppelstruktur der Emission, mit einem vergleichbaren Abstand der Emissionszonen. Dies spricht für die zweite Erklärung als die zutreffende.

5.2.5 Crossed-Slit Kamera Bilder

Die Bildung zweier getrennter Verstärkungszonen konnte leider nicht durch die Aufnahmen der senkrecht auf das Target zeigenden Crossed-Slit-Kamera bestätigt werden, da diese nicht für die erforderliche hohe Auflösung ausgelegt war. Die Aufnahmen dienten daher vorwiegend zur Kontrolle des Überlapp der Linienfoki sowie zur a posteriori Bestimmung der Linienfokusbreite zur Berechnung der Intensität des Hauptpulses. Der Beobachtungswinkel der zweiten seitlich auf das Plasma blickenden Crossed-Slit-Kamera mit der um einen Faktor 3 höheren Auflösung, war zu flach, um die in vertikaler Richtung getrennten Zonen unterscheiden zu können.

Abb. 5.9 zeigt eine Aufnahme dieser Kamera. Die Intensitätsverteilung entspricht sehr gut der berechneten Energiedeposition der Fokussieranordnung (siehe Abschn. 3.4.3). Da die Aufnahmen die Elektronentemperatur und damit qualitativ die Stoßanregungsrate und die Besetzungsinversion widerspiegeln, geben sie ein Bild der transversalen Verteilung des lokalen Verstärkung. Deutlich wird, dass die Breite der Verstärkungszone entlang des Plasmas nicht konstant ist, sondern vielmehr zu den Enden hin abnimmt. Diese Tatsache war bisher in Simulationen nicht berücksichtigt worden, kann aber zum Verständnis der Evolution des Strahlungsfeldes entlang des Laserplasmas nicht vernachlässigt werden.

Trotz des flachen Beobachtungswinkels konnte ein mangelnder Überlapp der beiden Linienfoki erkannt werden. Abb. 5.9 zeigt einen solchen Fall, in dem zwei Linien zu sehen sind. Die Position des Targets im Bild ist oberhalb der Linien. Das durch den kurzen Hauptpuls erzeugte Plasma ist nahezu $40\text{ }\mu\text{m}$ näher an der Targetoberfläche als das Plasma des langen Vorpulses. Da die Nahfeldmessungen bei korrekter Justage eine typische Entfernung der Verstärkungszone vom Target von ebenfalls etwa $30 - 40\text{ }\mu\text{m}$ zeigen, kann davon ausgegangen werden, dass sich das Plasma unmittelbar vor dem Target befindet. Dies ist zu erwarten, da der Hauptpuls nun nicht in dem vom Vorpuls vorpräparierten Plasma absorbiert wird, sondern direkt auf das Target trifft. In der kurzen Dauer des Hauptpulses kann sich das von ihm erzeugte Plasma kaum ausdehnen. Auch die Länge des nur durch den Hauptpuls erzeugten Plasmas ist wesentlich kürzer und im Wesentlichen auf den intensivsten Teil des Linienfokus beschränkt. Dies bestätigt die Bedeutung eines geeigneten Vorplasmas für eine

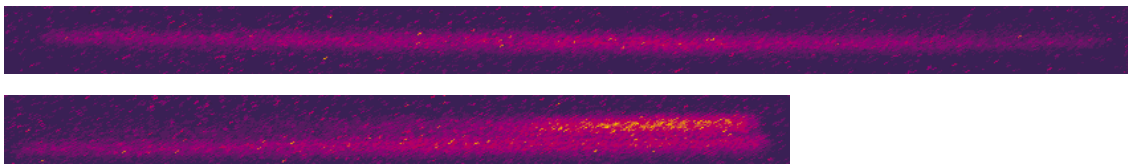


Abbildung 5.9: Aufnahmen der Crossed-Slit-Kamera. Die Intensitätsverteilung entspricht qualitativ der Temperatur- und damit der Verstärkungsverteilung. Bei mangelndem Überlapp der beiden Linienfoki (unteres Bild) wird der Hauptpuls erst dicht vor dem Target absorbiert.

gute Absorption des Hauptpulses.

5.3 Auswertung: Fokussierbarkeit des XRL

Mit der Messung der Quellgröße und der Divergenz des XRL lässt sich seine Kollimierbarkeit berechnen.

Die Kollimation von Strahlung einer ausgedehnten Quelle über eine große Strecke L kann betrachtet werden als die vergrößerte Abbildung der Quelle (Quellgröße s) über diese Entfernung. Dies ist schematisch in Abb. 5.10 dargestellt. Ist die Divergenz δ der Strahlung

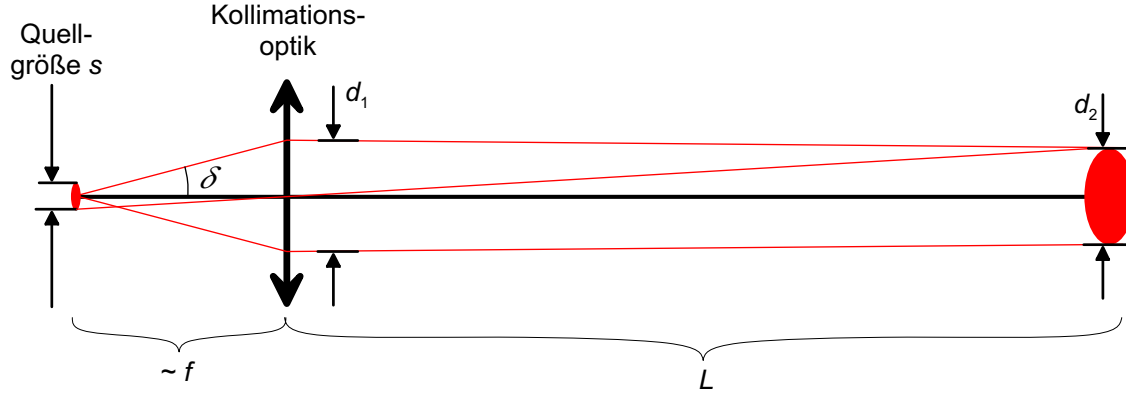


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung der Kollimation des XRL mit Hilfe einer Kollimationsoptik.

hinreichend klein, so kann eine Abbildungsoptik mit kurzer Brennweite f verwendet werden. Dann ist $L \gg f$ und die Entfernung von der Quelle zur Optik ist $\approx f$. Der Strahldurchmesser d_1 auf der Optik ist $d_1 = \delta \cdot f$. Der Strahldurchmesser am Ende der Strahlstrecke ergibt sich zu $d_2 = L/f \cdot s$. Die beste Kollimation über die gegebene Strecke wird erreicht, wenn $d_1 = d_2$. Damit erhält man eine Bedingung für die optimale Brennweite der Optik:

$$f_{\text{opt.}} = \sqrt{\frac{L \cdot s}{\delta}}. \quad (5.3)$$

Der Strahldurchmesser auf der Strecke L ergibt sich damit zu

$$d_{\text{opt.}} = d_{1,2} = \sqrt{L \cdot s \cdot \delta}. \quad (5.4)$$

Diese einfachen Relationen erlauben eine schnelle Abschätzung über die erreichbare Kollimation eines XRL. In Abschnitt 5.2.4 wurde für $\Delta t = 750 \text{ ps}$ bei 10 mm Targetlänge eine Quellgröße von $25 \times 50 \mu\text{m}^2$ gemessen, bei einer Divergenz von $3 \times 6 \text{ mrad}^2$. Mit einer Brennweite von $f_{\text{opt.}} \approx 29 \text{ cm}$ nach Gl. 5.3 ergibt sich die maximale Ausdehnung des Strahls über $L = 10 \text{ m}$ mit Gl. 5.4 zu $0,9 \times 1,7 \text{ mm}^2$. Dies passt sehr gut zu den experimentellen Anforderungen (siehe Abschn. 1.2.5).

Mittels einer Raytracing-Analyse wurde eine Anordnung simuliert, in der als Kollimationsoptik ein einfacher sphärisch-konkaver Spiegel mit 29 cm Brennweite verwendet wird (Abb. 5.11). Der Spiegel wird in einem Abstand von 298,7 mm vom Ende des Targets platziert.

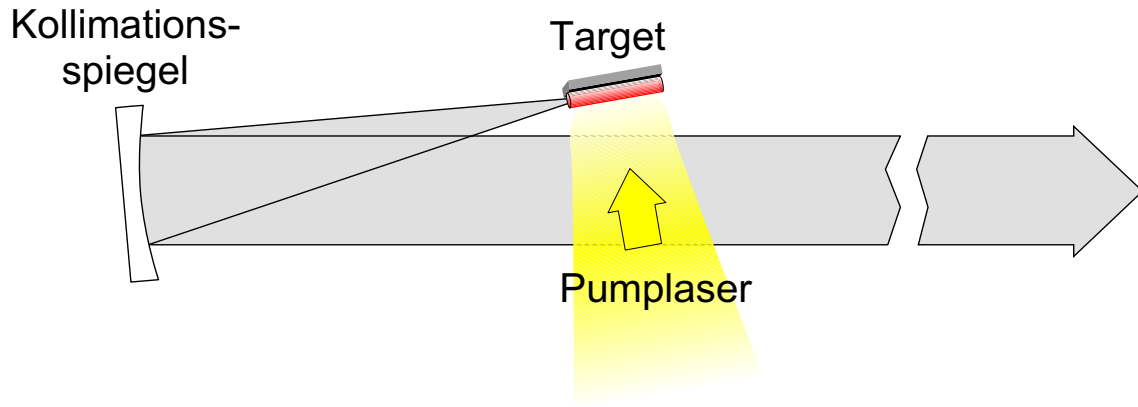


Abbildung 5.11: Mittels Raytracing simulierte Anordnung zur Kollimation des XRL.

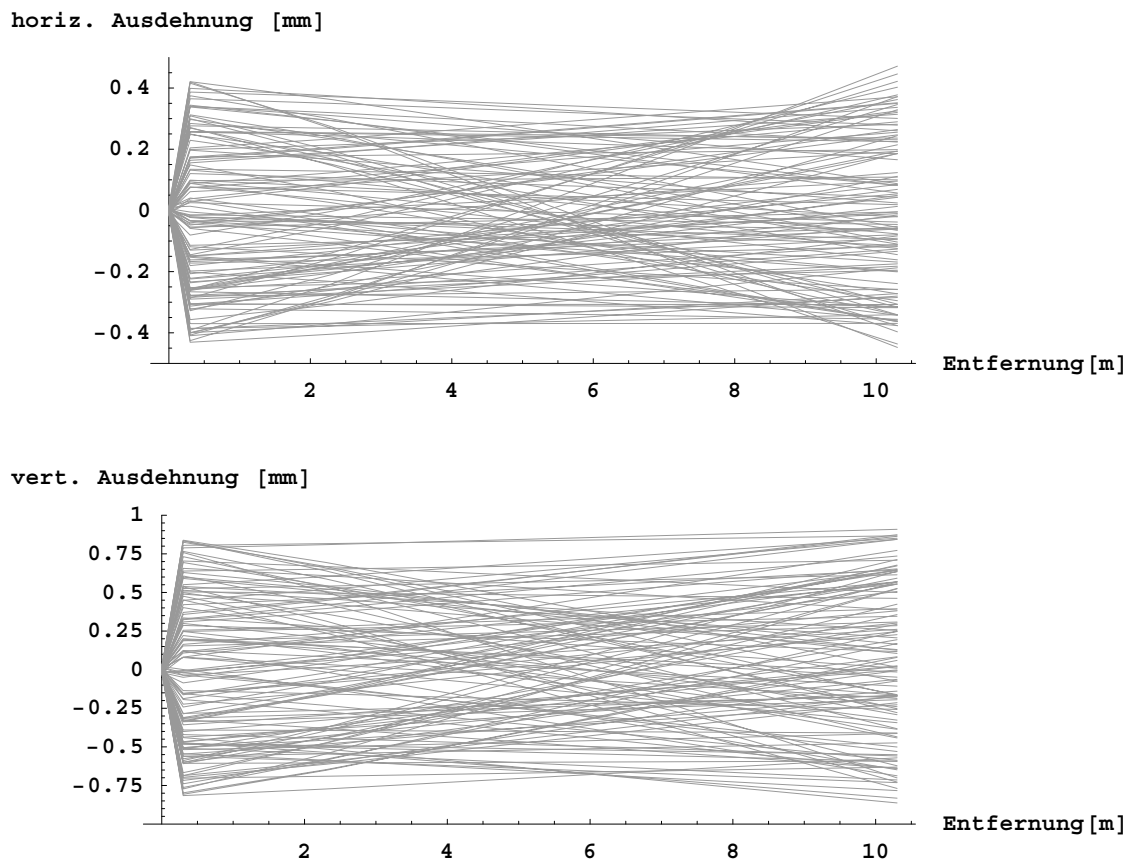


Abbildung 5.12: Raytracing-Ergebnis der Kollimation der XRL-Strahlung mit obiger Anordnung. Die Entfernung bezeichnet den Abstand von der Austrittsebene des XRL.

Dieser Abstand ist ausreichend groß, dass der Spiegel nicht durch Ablation vom Target und Plasmaemission beschädigt wird. Der Einfallswinkel des XRL-Pulses auf dem Spiegel wird zu 5° gewählt, so dass der kollimierte Strahl in einem Abstand von ≈ 5 cm am Target vorbeigelenkt wird. Bei diesem Einfallswinkel sind im Wellenlängenbereich um 13 nm

mit Molybdän-Silizium-Multischichtspiegeln Reflexionsgrade von nahezu 70 % möglich. Für die Raytracing-Rechnungen wurden Strahlen über eine Apertur von $25 \times 50 \mu\text{m}^2$ zufällig verteilt, mit Anfangswinkeln zwischen $-1,5 \dots 1,5 \text{ mrad}$ (horizontal) bzw. $-3 \dots 3 \text{ mrad}$ (vertikal). Abb. 5.12 zeigt den Strahlenverlauf ab dem Kollimationsspiegel (bei Position 0 m) entlang der Propagation und bestätigt die oben gemachten Abschätzungen. Auch der schräge Einfall auf den sphärischen Kollimationsspiegel verschlechtert die Kollimation nicht wesentlich. Die Fresnelzahl ist für $\lambda = 2\pi/k = 15 \text{ nm}$, $\Delta x = \Delta y \approx 1 \text{ mm}$ und $z = 10 \text{ m}$

$$F = \frac{k(\Delta x^2 + \Delta y^2)}{2z} \approx 40 \gg 1, \quad (5.5)$$

was die strahlenoptische Behandlung rechtfertigt.

Richtungsschwankungen des kollimierten Strahls resultieren aus der Puls-zu-Puls-Variation der Position der emittierenden Region. In horizontaler Richtung wurde sie zu $\Delta x \approx 10 \mu\text{m}$ bestimmt. Dies führt zu Richtungsschwankungen von $\Delta\alpha \approx \Delta x/f = 10 \mu\text{m}/29 \text{ cm} \approx 35 \mu\text{rad}$. Am Ende einer Propagationsstrecke von 10 Metern führt dies zu Fluktuationen der Strahllage von 1/3 Millimeter und ist für den Überlapp mit dem Ionenstrahl unerheblich. Die in Abschn. 1.2.5 hergeleiteten Anforderungen an Kollimation und Richtungsstabilität des Röntgenlasers für den Überlapp mit dem Fokus des Ionenpulses sind damit erfüllt.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Durch die Fortschritte bei der theoretischen Behandlung Lithium-ähnlicher Systeme können durch Präzisionsspektroskopie am $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ -Übergang in Lithium-ähnlichen Ionen die für die Auswertung von Isotopieverschiebungsdaten wichtigen elektronischen Faktoren kalibriert werden. Bei bekannten Kernen können umgekehrt QED-Rechnungen getestet werden. Plasmabasierte Röntgenlaser sind derzeit die einzigen XUV-Quellen, deren Emissionsbandbreite ausreichend schmal ist, um die dafür erforderliche und mit dem elektronengekühlten Ionenstrahl im Speicherring ESR der GSI erreichbare Auflösung zu erzielen.

Die vorliegende Arbeit hatte zunächst die Evaluierung des Potenzials Röntgenlaser induzierter Fluoreszenzspektroskopie an der GSI zum Ziel. Mit einer Emissionswellenlänge des Röntgenlasers um 14 nm in Kombination mit der Doppler-Verschiebung der Ionen im Speicherring kann der Übergang über einen weiten Bereich Lithium-ähnlicher Ionen mit Kernladungen zwischen $50 < Z < 78$ prinzipiell angeregt werden. In diesem Bereich liegen auch die meisten Isotopieverschiebungsmessungen vor. Transient gepumpte Röntgenlaser in diesem Wellenlängenbereich arbeiten derzeit noch mit Wiederholraten von einem Schuss in wenigen Minuten und Pulsenergien von einigen Mikrojoule. Mit den bei diesen Parametern erreichbaren Anregungsraten ist ein Demonstrationsexperiment mit stabilen Isotopen innerhalb weniger Tage durchführbar.

Zu diesem Zweck wurde im Rahmen dieser Arbeit ein transient gepumpter Röntgenlaser aufgebaut. Zum Pumpen werden Pulse vom Kurzpuls-Frontend des PHELIX-Lasersystems mit Energien von einigen Joule verwendet. Zur Rekompensation von Pulsen mit Energien bis zu 15 J auf bis zu 350 Femtosekunden wurde ein Vakuum-Pulskompressor konstruiert und getestet. Der komprimierte Puls wird mit Hilfe einer neuartigen Fokussiergeometrie zu einem Linienfokus fokussiert. Diese rein reflektive Fokussieranordnung zeichnet sich durch eine sehr homogene Strahlungsverteilung entlang des Linienfokus sowie eine erheblich vereinfachte Justage und geringere Kosten aus. Eine besondere Eigenschaft dieser Anordnung ist die intrinsische Wanderwelle entlang des Linienfokus, welche aus unterschiedlichen Laufzeiten über die Strahlapertur resultiert. Diese Wanderwelle ist im Vergleich zu anderen üblicherweise zum Pumpen transienter Röntgenlaser verwendeten Fokussieranordnungen wesentlich langsamer und damit näher an der optimalen Wanderwellengeschwindigkeit (etwa Lichtgeschwindigkeit). Bereits ohne zusätzliche Abbremsung durch Verkippen der Pulsfront ist so eine effiziente transiente Verstärkung über mehrere Millimeter lange Targets möglich. Eine Abbremsung der Wanderwelle zur optimalen Geschwindigkeitsanpassung kann mit einer leichten Verkipfung der Pulsfront durch Dejustage des Kompressors erreicht werden. Diese

Verkipfung kann mit einer interferometrischen Autokorrelation mit hoher Präzision gemessen werden. Eine weitere Besonderheit der neuen Fokussieranordnung, der insbesondere beim Pumpen mit kürzesten Pulsen und kurzer Verstärkungslebensdauer entscheidende Bedeutung zukommt, ist, dass die Wanderwellengeschwindigkeit entlang des Linienfokus nahezu konstant ist. Bei den bisher verwendeten Fokussieranordnungen variiert die Wanderwellengeschwindigkeit entlang des Linienfokus stark und führt so unvermeidbar zu einer Fehlanpassung. Die berechneten Eigenschaften der Fokussieranordnung wurden durch Tests bestätigt.

In einer ersten Strahlzeit wurde Zirkon als Targetmaterial verwendet. Zur Diagnose diente ein XUV-Spektrograph sowie eine Kamera zur Abbildung des linienförmigen Laserplasmas im Röntgenbereich. Mit nur 2,4 Joule Pumpenergie am Target wurde starke Lasertätigkeit bei einer Laserwellenlänge von 22 nm erzielt, bei guter Stabilität und Reproduzierbarkeit und einer Repetitionsrate von einem Schuss alle 5 Minuten. Die Repetitionsrate ist dabei nur durch den Pumplaser begrenzt. Höhere Repetitionsraten sind bereits mit heutigen Lasersystemen möglich und in naher Zukunft sind mehrere Hz realistisch.

Die effiziente Anregung des Ionenpulses setzt einen guten Überlapp von Ionen- und Laserstrahl über eine Strecke von etwa 10 Metern voraus. Dazu muss der Röntgenlaser zu einem feinen Strahl kollimiert werden. Die Kollimierbarkeit der Strahlung des Röntgenlasers setzt eine kleine Quellgröße und Divergenz voraus. Diese Eigenschaften wurden in einem Experiment am Laboratoire Utilisation des Lasers Intenses der Ecole Polytechnique in Palaiseau/Frankreich in Abhängigkeit verschiedener Pumpparameter untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass die erforderlichen Strahleigenschaften erreicht werden können. Dafür ist insbesondere die optimale Breite des Vorpulslinienfokus sowie der zeitliche Abstand zwischen Vor- und Hauptpuls entscheidend.

Zum Einsatz des an der GSI aufgebauten Röntgenlaser in einem Spektroskopieexperiment steht noch die Messung der Pulsenergie des Lasers aus. Diese erfordert die Aufnahme des gesamten Strahlprofils des Röntgenlasers und ist für die nächste Strahlzeit geplant. Die niedrige erforderliche Pumpenergie erlaubt möglicherweise mit dem bereits existierenden Lasersystem eine Repetitionsrate von einem Schuss in 1-2 Minuten. In einem nächsten Schritt wird Röntgenlasertätigkeit auch mit den Targetelementen Palladium und Silber untersucht werden, da mit den Wellenlängen (14,7 bzw. 13,9 nm) schwerere Ionen untersucht werden können.

Mit der zukünftigen Erweiterung der GSI [128] wird sich das Potenzial der Röntgenlaser induzierten Fluoreszenzspektroskopie beträchtlich erweitern. Der „Super Fragment Separator“ (S-FRS) wird um bis zu einen Faktor 1000 höhere Ströme radioaktiver Nuklide bereitstellen können. Damit wird die Spektroskopie auch an Isotopen mit geringem Produktionsquerschnitt möglich sein. Der „New Experimental Storage Ring“ (NESR) hat mit 13 Teslameter eine um 30 % höhere Steifigkeit als der ESR. Damit ist bereits mit einer Röntgenlaserwellenlänge von 14,7 nm (Nickel-ähnliches Palladium) die Anregung des $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ -Überganges in Ionen bis zu Lithium-ähnlichem Uran (U^{89+}) möglich.

Literaturverzeichnis

- [1] S. Borneis *et al.* *X-ray laser spectroscopy at the ESR: a proposed novel tool for the investigation of exotic isotopes.* Hyperfine Interactions **127** (2000) 537–542.
- [2] P. Neumayer *et al.* *X-ray laser spectroscopy on lithium-like ions.* SPIE Proceedings **4505** (2001) 236.
- [3] P. Neumayer *et al.* eingereicht bei Applied Physics B.
- [4] D. Ros *et al.* *Recent Progress on the Understanding of the Transient Ni-like Ag X-ray Laser at 13.9 nm at LULI facilities.* AIP Conference Proceedings **641** 69–76.
- [5] A. Klisnick *et al.* *Development and applications of X-ray lasers at LSAI/LIXAM.* AIP Conference Proceedings **641** (2002) 166–173.
- [6] G. Huber *et al.* Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 1209.
- [7] T. Kühl *et al.* Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 180.
- [8] E. W. Otten. *Treatise on Heavy-Ion Science.* Kapitel *Nuclear Radii and Moments of Unstable Isotopes*, 517–638. Hrsg: D.A. Bromley. Plenum Press, New York 1989.
- [9] H.-J. Kluge und W. Nörtershäuser. *Lasers for Nuclear Physics.* Spectrochimica Acta B **58** (2003) 1031–1045.
- [10] R. A. Bodmer. Nucl. Phys. **9** (1959) 371.
- [11] H. Kopfermann. *Nuclear Moments.* Academic Press, New York 1958.
- [12] L. Armstrong. *Theory of the Hyperfine Structure of Free Atoms.* Wiley, New York 1971.
- [13] K. Pachucki, D. Leibfried, M. Weitz, A. Huber, W. Knig, und T. W. Hänsch. *Theory of the energy levels and precise two-photon spectroscopy of atomic hydrogen and deuterium.* J. Phys. B **29** (1996) 177–195.
- [14] Y.-K. Kim, D. H. Baik, P. Indelicato und J. P. Desclaux. *Resonance transition energies of Li-, Na-, and Cu-like ions.* Phys. Rev. A **44** (1991) 148.
- [15] S. A. Blundell, W. R. Johnson und J. Sapirstein. Phys. Rev. A **41** (1990) 1698.
- [16] A. Ynnerman, J. James, I. Lindgren, H. Persson und S. Salomonson. Phys. Rev. A **50** (1994) 4671.
- [17] M. H. Chen, K. T. Cheng, W. R. Johnson und J. Sapirstein. Phys. Rev. A **52** (1995) 266.

- [18] V. A. Yerokhin, A. N. Artemyev, V. M. Shabaev, M. M. Sysak, O. M. Zharebtsov und G. Soff. *Two-Photon Exchange Corrections to the $2p_{1/2} - 2s$ Transition Energy in Li-like High-Z Ions*. Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 4699–4702.
- [19] V. A. Yerokhin, A. N. Artemyev, T. Beier, G. Plunien, V. M. Shabaev und G. Soff. *Two-electron self-energy corrections to the $2p_{1/2} - 2s$ transition energy in Li-like ions*. Phys. Rev. A **60** (1999) 3522–3540.
- [20] P. H. Mokler und K.-H. Schartner. *EUV Spectroscopy of Heavy Highly-Charged Ions: A Summary of the Research at the UNILAC with the GSI 5 m Grazing Incidence Spectrometer*. GSI Report **4** (2002).
- [21] D. Feili, P. Bosselmann, K.-H. Schartner, F. Folkmann, A. E. Livingston, E. Träbert, X. Ma und P. H. Mokler. *Measurements of the $2s^2S_{1/2} - 2s^2P_{1/2}$ Transition Energies in Lithium-like Ions: III. Experimental Results for Sn^{47+} and Xe^{51+}* . Phys. Rev. A **62** (2000) 022501.
- [22] J. Schweppe *et al.* *Measurement of the Lamb Shift in Lithiumlike Uranium (U^{89+})*. Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1434–1437.
- [23] C. Brandau. Dissertation, Universität Giessen, 2000.
- [24] D. L. Matthews *et al.* *Demonstration of a Soft X-Ray Amplifier*. Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 110–113.
- [25] S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg, C. Keane und D. Voorhees. *Amplification of Stimulated Soft-X-ray Emission in a Confined Plasma Column*. Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1753–1756.
- [26] J. Dunn, Y. Li, A. L. Osterheld, J. Nilsen, J. R. Hunter und V. N. Shlyaptsev. *Gain Saturation Regime for Laser-Driven Tabletop, Transient Ni-Like Ion X-Ray Lasers*. Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 4834–4837.
- [27] K. A. Janulewicz, A. Luciannetti, G. Priebe, W. Sandner und P. V. Nickles. *A table-top collisional Ni-like Ag X-ray laser at 13.9 nm pumped by single picosecond laser pulse*. AIP Conference Proceedings **641** (2002) 26–30.
- [28] G. Jamelot, D. Ros, A. Klisnick, P. Zeitoun, J. Dubau, J.-C. Lagron, L. Vanbostal, J.-P. Chambaret und M. Pittman. *Present state and future of laser-driven X-ray lasers in France: LASERIX*. AIP Conference Proceedings **641** (2002) 563–568.
- [29] M. C. Hettrick, J. H. Underwood, P. J. Batson und M. J. Eckart. *Resolving power of 35,000 ($5 \text{ m}\text{\AA}$) in the extreme ultraviolet employing a grazing incidence spectrometer*. Appl. Opt. **27** (1988) 200.
- [30] J. A. Koch *et al.* *Experimental and theoretical investigation of neonlike selenium x-ray laser spectral linewidths and their variation with amplification*. Phys. Rev. A **50** (1994) 1877–1898.
- [31] G. Yuan, Y. Kato, K. Murai, H. Daido und R. Kodama. *Measurement of linewidths of Ne-like germanium soft x-ray laser in slab targets*. J. Appl. Phys. **78** (1995) 3610–3616.

- [32] S. L. Pape, P. Zeitoun, J. J. Rocca, A. Carillon, P. Dhez, M. Francois, S. Hubert, M. Idir und D. Ros. *Characterisation of an X-ray laser beam*. SPIE Proceedings **4505** (2001) 23.
- [33] H. Daido. *Review of soft x-ray laser researches and developments*. Rep. Prog. Phys. **65** (2002) 1513–1576.
- [34] K. Tiedtje. *Gigawatt, femtosecond VUV pulses from a SASE FEL: Photon beam characterisation and first applications*. AIP Conference Proceedings **641** (2002) 379.
- [35] L. B. Da Silva *et al.* *Electron Density Measurements of High Density Plasmas Using Soft X-Ray Laser Interferometry*. Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3991–3995.
- [36] R. F. Smith, J. Dunn, J. Nilsen, V. N. Shlyaptsev, S. Moon, J. Filevich, J. J. Rocca, M. C. Marconi, J. R. Hunter und T. W. Barbee, Jr. *Picosecond X-Ray Laser Interferometry of Dense Plasmas*. Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 065004.
- [37] J. Dunn *et al.* *A picosecond 14.7 nm x-ray laser for probing matter undergoing rapid changes*. AIP Conference Proceedings **641** (2002) 481–488.
- [38] R. E. King *et al.* Phys. Rev. A **64** (2001) 053810.
- [39] I. Klaft *et al.* *Precision Laser Spectroscopy of the Ground State Hyperfine Splitting of Hydrogenlike $^{209}\text{Bi}^{82+}$* . Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 2425–2427.
- [40] P. Seelig *et al.* *Ground State Hyperfine Splitting of Hydrogenlike $^{207}\text{Pb}^{81+}$ by Laser Excitation of a Bunched Ion Beam in the GSI Experimental Storage Ring*. Phys. Rev. Lett. **22** (1998) 4824–4827.
- [41] K. T. Cheng, Y.-K. Kim und J. P. Desclaux. *Electric Dipole, Quadrupole, and Magnetic Dipole Transition Probabilities of Ions Isoelectronic to the First-Row Atoms, Li through F*. Atomic Data and Nuclear Data Tables **24** (1979) 111–189.
- [42] M. Steck *et al.* World Scientific, Singapore (1995) 1183.
- [43] H. Winter. Dissertation, Universität Heidelberg, 1996.
- [44] D. E. Husk, C. Tarrio, E. L. Benitez und S. E. Schnatterly. *Absolute photoluminescent efficiency and photon damage of sodium salicylate in the soft-x-ray regime*. JOSA B **9** (1992) 152–156.
- [45] W. Seelig. *High Power Gas Lasers*. SPIE Proceedings **455** (1984) 2.
- [46] G. J. Linford, E. R. Peressini, W. R. Sooy und M. L. Spaeth. Appl. Opt. **13** (1974) 379.
- [47] R. A. London. Phys. Fluids **31** (1988) 184.
- [48] L. W. Casperson. J. Appl. Phys. **48** (1977) 256.
- [49] Y. J. Li und J. Zhang. *Hydrodynamic characteristics of transient Ni-like x-ray lasers*. Phys. Rev. E **63** (2001) 036410.

- [50] J. Kuba, D. Benredjem, C. Möller und L. Drska. *Analytical Ray-Tracing of a Transient X-ray Laser: Ni-like Ag Laser at 13.9 nm*. AIP Conference Proceedings **641** (2002) 46–51.
- [51] J. Nilson, B. J. MacGowan, L. B. D. Silva und J. C. Moreno. *Prepulse technique for producing low-Z Ne-like x-ray lasers*. Phys. Rev. A **48** (1993) 4682–4685.
- [52] R. Kodama, D. Neely, Y. Kato, H. Daido, K. Murai, G. Yuan, A. MacPhee und C. L. S. Lewis. *Generation of Small-Divergence Soft X-Ray Laser by Plasma Waveguiding with a Curved Target*. Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 3215–3218.
- [53] C. L. S. Lewis, D. Neely, D. M. O’Neill, J. O. Uhomobhi, M. H. Key, Y. A. Hadithi, G. J. Tallents und S. A. Ramsden. *An injector/amplifier double target configuration for the Ni-like Ge X-ray laser scheme*. Opt. Commun. **91** (1992) 71–76.
- [54] J. Zhang, A. B. MacPhee, J. Lin, E. Wolfrum, R. Smith, C. Danson, M. H. Key, C. L. S. Lewis, D. Neely, J. Nilsen, G. J. Pert, H. J. Tallents und J. S. Wark. *A Saturated X-ray Laser Beam at 7 Nanometers*. Science **276** (1997) 1097–1100.
- [55] R. C. Elton. *X-Ray Lasers*. Academic Press, Inc., San Diego, CA, USA 1990.
- [56] J. J. Rocca, D. P. Clark, J. L. A. Chilla und V. N. Shlyaptsev. *Energy Extraction and Achievement of the Saturation Limit in a Discharge-Pumped Table-Top Soft X-Ray Amplifier*. Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1476–1479.
- [57] D. Colombant und G. T. Tonon. J. Appl. Phys. **44** (1973) 3524.
- [58] Y. V. Afanas’ev und V. N. Shlyaptsev. Sov. J. Quantum Electron. **19** (1989) 1606.
- [59] H. D. *et al.* *Atomic Number Scaling of the Nickel-Like Soft X-Ray Lasers*. Int. Journ. Mod. Phys. B **11** (1997) 945–990.
- [60] V. N. Shlyaptsev, P. V. Nickles, T. Schlegel, M. P. Kalachnikov und A. L. Osterheld. SPIE Proceedings **2012** (1993) 111.
- [61] J. Nilson, Y. Li, J. Dunn, T. W. Barbee Jr. und A. L. Osterheld. *Modeling and demonstration of a saturated Ni-like Mo X-ray laser*. Journal de Physique IV **11** (2001) 67–73.
- [62] P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnrer, I. Will und W. Sandner. *Short Pulse X-Ray Laser at 32.6 nm Based on Transient Gain in Ne-like Titanium*. Phys. Rev. Lett **78** (1997) 2748–2751.
- [63] F. Strati und G. J. Tallents. *Analytical modeling of group-velocity effects in saturated soft-x-ray lasers pumped with a picosecond traveling-wave excitation*. Phys. Rev. A **64** (2001) 013807.
- [64] *SASE FEL at the TESLA Facility, Phase 2*. Update on the Conceptual Design Report **TESLA-FEL 2002-01** (2002).
- [65] S. Düsterer, H. Schwoerer, W. Ziegler, C. Ziener und R. Sauerbrey. *Optimization of EUV radiation yield from laser-produced plasma*. Appl. Phys. B **73** (2001) 693–698.
- [66] S. Düsterer. Private Mitteilung (2003).

- [67] G. Schriever, K. Bergmann und R. Lebert. *Narrowband laser produced extreme ultraviolet sources adapted to silicon/molybdenum multilayer optics*. J. Appl. Phys. **83** (1998) 4566–4571.
- [68] U. Stamm, H. Schwoerer und R. Lebert. *Strahlungsquellen für die EUV-Lithographie*. Physik Journal **1** (2002) 33–39.
- [69] A. McPherson *et al.* *Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gasses*. JOSA B **4** (1987) 595–601.
- [70] M. Ferray *et al.* *Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gasses*. J. Phys. B **21** (1987) L31–L35.
- [71] P. Corkum. *Plasma perspective on strong field multiphoton ionization*. Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 1994–1997.
- [72] K. C. Kulander, K. J. Schafer und J. L. Krause. Proceedings of the Workshop on Super Intense Laser Atom Physics (SILAP III), edited by B. Piraux (Plenum Press, New York) **316** (1993) 95.
- [73] M. Lewenstein, P. Balcou, M. Y. Ivanov, A. L’Huillier und P. B. Corkum. *Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields*. Phys. Rev. A **49** (1994) 2117–2132.
- [74] Z. Chang, A. Rundquist, H. Wang, M. Murnane und H. Kapteyn. *Generation of coherent soft X rays at 2.7 nm using high harmonics*. Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 2967–2970.
- [75] C. Spielmann *et al.* *Generation of coherent X-rays in the water window using 5-femtosecond laser pulses*. Science **278** (1997) 661–664.
- [76] M. Schnürer, Z. Cheng, M. Hentschel, G. Tempea, P. Klum, T. Brabec und F. Krausz. *Absorption-Limited Generation of Coherent Ultrashort Soft-X-Ray Pulses*. Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 722–725.
- [77] P. Balcou *et al.* *High-order-harmonic generation: towards laser-induced phase-matching control and relativistic effects*. Appl. Phys B **74** (2002) 509–515.
- [78] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing und P. S. Pershan. *Interactions between light waves in a nonlinear dielectric*. Phys. Rev. A **127** (1962) 1918–1939.
- [79] A. Paul, R. A. Bartels, R. Tobey, H. Green, S. Weiman, I. P. Christov, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn und S. Backus. *Quasi-phase-matched generation of coherent extreme-ultraviolet light*. Nature **421** (2003) 51–54.
- [80] R. A. Bartels, A. Paul, H. Green, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, S. Backus, I. P. Christov, Y. Liu, D. Attwood und C. Jacobson. *Generation of Spatially Coherent Light at Extreme Ultraviolet Wavelengths*. Science **297** (2002) 376–378.
- [81] J.-F. Hergott. *Extreme-ultraviolet high-order harmonic pulses in the microjoule range*. Phys. Rev. A **66** (2002) 021801.
- [82] P. Salieres und M. Lewenstein. *Generation of ultrashort coherent XUV pulses by harmonic conversion of intense laser pulses in gases: towards attosecond pulses*. Meas. Sci. Technol. **12** (2001) 1818–1827.

- [83] PHELIX-Proposal. GSI-Report **GSI-98-10** (1998).
- [84] R. B. Wilcox, W. C. Behrendt, D. F. Browning, D. R. Speck und B. M. van Wonterghem. *Fusion laser oscillator and pulse-forming system using integrated optics*. SPIE Proceedings **1870** (1993) 53–63.
- [85] J. A. Paisner, J. D. Boyes, S. A. Kumpan und M. Sorem. *The National Ignition Facility Project*. Lawrence Livermore National Laboratories Reports (1995) UCRL–PROP–117093.
- [86] D. Strickland und G. Mourou. *Compression of amplified chirped optical pulses*. Opt. Commun. **56** (1985) 219–221.
- [87] C. Danson *et al.* *High contrast multiterawatt pulse generation using chirped pulse amplification on the VULCAN laser facility*. Opt. Commun. **103** (1993) 392–397.
- [88] A. Antonetti, F. Blasco, J. P. Chambaret, G. Cheriaux, G. Darpentigny, C. L. Blanc, P. Rousseau, S. Ranc, G. Rey und F. Salin. *A laser system producing $5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ at 10 Hz*. Appl. Phys. B **65** (1997) 197–204.
- [89] J. P. Zou, D. Descamps, P. Audebert, S. Baton, J. L. Paillard, D. Pesme, A. Michard, A. M. Sautivet, H. Timsit und A. Migus. *The LULI 100-TW Ti:sapphire/Nd:glass laser : a first step towards a high performance petawatt facility*. Proc. SPIE Third International Conference on Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion, W. H. Lowdermilk; Ed. **3492** (1999) 94–97.
- [90] M. P. Kalashnikov, P. V. Nickles, M. Schnuerer, I. Will und W. Sandner. *Multi-terawatt hybrid Ti:Sa-Nd:glass dual-beam laser: a novel XUV laser driver*. Opt. Commun. **133** (1997) 216–220.
- [91] M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H. T. Powell, M. Vergino und V. Yanovsky. *Peta-watt laser pulses*. Opt. Lett. **24** (1999) 160.
- [92] C. N. Danson, J. Collier, D. Neely, L. J. Barzanti, A. Damerell, C. B. Edwards, M. R. H. Hutchinson, M. H. Key, P. A. Norreys, D. A. Pepler, I. N. Ross, P. F. Taday, W. T. Toner, M. Trentelman, F. N. Walsh, T. B. Winstone und R. W. W. Wyatt. Journal of Modern Optics **45** (1998) 1653.
- [93] K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka, H. Takuma, D. N. Fittinghoff und C. P. J. Barty. IEEE Journal of Selected Topics In Quantum Electronics **4** (1998) 385.
- [94] I. N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A. J. Langley und J. L. Collier. *The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers*. Opt. Commun. **144** (1997) 125–133.
- [95] T. Tajima und G. Mourou. *Zettawatt-exawatt lasers and their applications in ultrastrong-field physics*. Phys. Rev. Special Topics - Accelerators and Beams **5** (2002) 031301.
- [96] E. B. Treacy. *Optical Pulse Compression With Diffraction Gratings*. IEEE J. Quant. Elektron. **5** (1969) 454–458.

- [97] E. Zeek, R. Bartels, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, S. Backus und G. Vdovin. *Adaptive pulse compression for transform-limited 15-fs high-energy pulse generation*. Opt. Lett. **25** (2000) 587–589.
- [98] G. Stobrawa, M. Hacker, T. Feurer, D. Zeidler, M. Motzkus und F. Reichel. *A new high-resolution femtosecond pulse shaper*. Appl. Phys. B **72** (2001) 627–630.
- [99] F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, C. Spielmann und P. Tounois. *Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping*. Opt. Lett. **25** (2000) 575–577.
- [100] R. Bartels, S. Backus, E. Zeek, L. Misoguti, G. Vdovin, I. P. Christov, M. M. Murnane und H. C. Kapteyn. *Shaped-pulse optimization of coherent emission of high-harmonic soft X-rays*. Nature **406** (2000) 164–166.
- [101] O. E. Martinez. *3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in 1.3–1.6 μm region*. IEEE J. Quant. Elektron. **23** (1987) 59–64.
- [102] P. S. Banks, M. D. Perry, V. Yanovsky, S. N. Fochs, B. C. Stuart und J. Zweiback. *Novel All-Reflective Stretcher for Chirped-Pulse Amplification of Ultrashort Pulses*. IEEE J. Quant. Elektron. **36** (2000) 268–274.
- [103] S. Kane und J. Squier. *Fourth-order-dispersion limitations of aberration-free chirped-pulse amplification systems*. JOSA B **14** (1997) 1237–1244.
- [104] M. Stern, J. P. Heritage und E. W. Chase. *Grating Compensation of Third-Order Fiber Dispersion*. IEEE J. Quant. Elektron. **28** (1992) 2742–2748.
- [105] I. N. Ross und J. L. Collier. *Improved Contrast and Power from a Chirped Pulse Amplification Laser System*. Central Laser Facility Annual Report (1999/2000) 224–226.
- [106] B. C. Li, W. Theobald, E. Welsch und R. Sauerbrey. *Optimization of grating size in chirped-pulse-amplification laser system*. Appl. Phys. B **71** (2000) 819–826.
- [107] J. A. Britten, M. D. Perry, B. W. Shore und R. D. Boyd. *Universal grating design for pulse stretching and compression in the 800–110-nm range*. Opt. Lett. **21** (1996) 540–542.
- [108] R. N. Gyuzalian, S. B. Sogomonian und Z. G. Horvath. *Background-free measurement of time behaviour of an individual picosecond laser pulse*. Opt. Commun. **29** (1979) 239–242.
- [109] F. Salin, P. Georges, G. Roger und A. Brun. *Single-shot measurement of a 52-fs pulse*. Appl. Opt. **29** (1987) 4528–4531.
- [110] J. R. Crespo *et al.* Proc. SPIE **2012** (1993) 258.
- [111] T. Kawachi *et al.* *Gain saturation of nickel-like silver and tin x-ray lasers by use of a tabletop pumping laser system*. Phys. Rev. A **66** (2002) 033815.

- [112] P. J. Warwick, C. L. S. Lewis, M. P. Kalachnikov, P. V. Nickles, M. Schnurer, A. Behjat, A. Demir, G. J. Tallents, D. Neely, E. Wolfrum, J. Zhang und G. J. Pert. *Observation of high transient gain in the germanium x-ray laser at 19.6 nm*. JOSA B **15** (1998) 1808–1814.
- [113] J.-C. Chanteloup *et al.* *Pulse-front control of 15-TW pulses with a tilted compressor, and application to the subpicosecond traveling-wave pumping of a soft-x-ray laser*. JOSA B **17** (2000) 151–157.
- [114] G. Pretzler, A. Kasper und K. J. Witte. *Angular chirp and tilted light pulses in CPA lasers*. Appl. Phys. B **70** (2000) 1–9.
- [115] I. N. Ross und E. M. Hodgson. *Some optical designs for the generation of high quality line foci*. J. Phys. E **18** (1985) 169–173.
- [116] A. K. *et al.* *Transient pumping of a Ni-like Ag x-ray laser with a subpicosecond pump pulse in a traveling-wave irradiation geometry*. JOSA B **17** (2000) 1093–1097.
- [117] J. Dunn, J. Nilsen, A. L. Osterheld, Y. Li und V. N. Shlyaptsev. *Demonstration of transient gain x-ray lasers near 20 nm for nickellike yttrium, zirconium, niobium, and molybdenum*. Opt. Lett. **24** (1999) 101–103.
- [118] T. Kita, T. Harada, N. Nakano und H. Kuroda. *Mechanically ruled aberration-corrected concave gratings for a flat-field grazing-incidence spectrograph*. Appl. Opt. **22** (1983) 512–513.
- [119] J. Edelstein, M. C. Hettrick, S. Mrowka, P. Jelinsky und C. Martin. *Extreme UV measurements of a varied line-space Hitachi reflection grating: efficiency and scattering*. Appl. Opt. **23** (1984) 3267–3270.
- [120] E. Hecht. *Optics*. Addison Wesley Longman, Inc., 1998.
- [121] J. Dunn, A. L. Osterheld, J. Nilson, J. R. Hunter, Y. Li, A. Y. Faenov, T. A. Pikuz und V. N. Shlyaptsev. *Saturated output tabletop X-ray lasers*. Journal de Physique IV **11** (2001) 67–73.
- [122] L. B. D. Silva, B. J. MacGowan, S. Mrowka, J. A. Koch, R. A. London, D. L. Matthews und J. H. Underwood. *Power measurements of a saturated yttrium x-ray laser*. Opt. Lett. **18** (1993) 1174–1176.
- [123] J. E. Balmer, M. Braud und F. Loewenthal. *Saturated X-ray lasing in nickel-like Sn at 12 nm*. Journal de Physique IV **11** (2001) 137.
- [124] D. Joyeux *et al.* Proc. of the X-ray microscopy conference, Journal de Physique IV **104** (2002) 263–266.
- [125] J. Kuba *et al.* *Temporal resolution of a transient pumping X-ray laser*. Journal de Physique IV **11** (2001) 43–46.
- [126] X. Lu, J. Y. Zhong, Y. J. Li und J. Zhang. *Numerical optimization of a picosecond pulse driven Ni-like Nb x-ray laser at 20.3 nm*. Physics of Plasmas **10** (2003) 2978–2982.
- [127] A. Klisnick *et al.* SPIE Proceedings **4505** (2001) 75.
- [128] The GSI Future Project, Conceptual Design Report.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bedanken bei all denen, die mich während meiner Promotionszeit unterstützt und dadurch wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

- Herrn Prof. Dr. W. Seelig danke ich für die freundliche Aufnahme in das Institut für Angewandte Physik, das Anvertrauen dieses interessanten Themas und seine interessierte Begleitung meiner Arbeit.
 - Herrn Priv.-Doz. Dr. T. Kühl für die Aufnahme in die PHELIX-Gruppe, sein stetes Interesse an meiner Arbeit und die vielen Anregungen und Ratschläge. Ihm und Herrn Prof. Dr. H.-J. Kluge für das in mich gesetzte Vertrauen.
 - In der (beständig wachsenden) PHELIX-Gruppe habe ich mich sehr wohl und geschätzt gefühlt. Ich konnte viel lernen und habe viel Spaß gehabt. Ein herzlicher Dank auch an alle für den unermüdlichen Einsatz, der unsere erste Strahlzeit möglich gemacht hat. Ein Extra-Dank vielleicht meinem „Mitstreiter“ Herrn Dipl. Phys. D. Ursescu für die Begeisterung, mit der er sich in unsere Zielsetzung eingearbeitet hat, die vielen guten Beiträge beim Aufbau des Labors und der Planung und Vorbereitung auf die Strahlzeit sowie die spannenden Diskussionen.
 - Herrn C. Bruske schätzte ich sehr für seine guten Ideen zur Lösung konkreter mechanischer Aufgabenstellungen im Labor, sowie für viele professionell angefertigte Bauteile.
 - Herrn A. Bardonner betreute mich professionell in allen vakuumtechnischen Belangen.
 - Frau C. Will und Herrn G. Klappich von der Auftragskoordination für die Betreuung bei der Konstruktion des Kompressortanks und vieler weiterer Aufträge, sowie eine nützliche Einführung in technisches Zeichnen.
 - den Herren Dr. K. A. Janulewicz, Dr. P. V. Nickles und Prof. Dr. W. Sandner für die Möglichkeit, beim Aufbau des Röntgenlasers am Max-Born-Institut aktiv teil zu nehmen und so schnell in das für mich neue Thema einzusteigen, sowie die Charakterisierung der neuen Fokussieroptik dort durchzuführen.
 - Frau Dr. B. Cros für die interessante und lehrreiche Zeit während eines Röntgenlaserexperimentes am LULI (das leider ohne Ergebnis blieb)
 - Frau Dr. A. Klisnick, Herrn Dr. D. Ros und der Röntgenlasergruppe des LIXAM (Universität Paris Süd) danke ich für die gute, offene und konstruktive Zusammenarbeit bei den Experimenten am LULI und an der GSI
- Zuletzt ein ganz großes Dankeschön meiner Frau M. für ihr Verständnis, ihre Geduld, viele gute Ratschläge und die Kraft, der Dreifachbelastung (Job, Kind, promovierender Ehemann) standzuhalten.
- Die Arbeit wurde vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF), der „Laboratoire Européen Associé“ (LEA) sowie der Europäischen Union finanziell unterstützt.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Paul Bernhard Neumayer
Geburtstag: 29. September 1971
Geburtsort: Velbert
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: verheiratet

Schulbildung:

1978 – 1991 Besuch der Freien Waldorfschule Mannheim
Juni 1991 Abitur

Aug. 1991 – Aug. 1992 Sozialpraktikum in Südafrika
Sept. 1992 – Okt. 1993 Zivildienst in Ludwigshafen/Rh.

Studium:

Okt. 1993 – Juli 1999 Studium der Physik an der Universität Heidelberg
Okt. 1995 Vordiplom
April 1998 – Juli 1999 Diplomarbeit am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg mit dem Titel: „Optisch gepumpertes ^3He für eine präzise Magnetfeldmessung bei der Bestimmung der Magnetischen Anomalie des Myons“
Aug. 1999 Aufnahme der Doktorarbeit an der Technischen Universität Darmstadt mit dem Titel: „Ein transienter Röntgenlaser zur Laserspektroskopie an Lithium-ähnlichen Ionen“

